PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 4 — 15. Februar 1935. Redaktionsschluß für Nr. 6 am 1. März 1935. — 36. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Leo und C. Müller, Frequenzuntersuchungen an Photozellen. S. 113.

H. Behnken, Die zahlenmäßige Charakterisierung der Zeichenschärfe von Röntgenröhren. Mit Tafel II. S. 123.

H. Geismann, Über Detektoren. S. 132.

A. Deubner und A. Dobenzig, Niederfrequenzleitfähigkeit von Mischungen wässeriger Elektrolytlösungen. S. 139.

S. J. Sokoloff, Über die praktische Ausnutzung der Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen. Mit Tafel III. S. 142.

R. Deaglio, Kristallphotoeffekt bei Monokristallen von Cuprit. S. 144.

E. Justi und M. v. Laue, Zur Diskussion über die thermodynamischen Gleichgewichte. S. 146.

A. Eucken, Erwiderung auf die vorangehende Notiz Zur Diskussion über die thermodynamischen Gleichgewichte von E. Justi und M. v. Laue. S. 147.

Besprechungen:

H. T. S. Britton, Conductometric Analysis. S. 147.

Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Herausgegeben von A. Eucken und K. L. Wolf. Bd. IX, II. S. 148.

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Systemnummer 59: Eisen, Lieferung A 6 und A 7. Systemnummer 35: Aluminium, Lieferung A 1 und A 2. S. 149.

G. Joos, Lehrbuch der theoretischen Physik. S. 149.

N. W. McLachlan, Loud Speakers. S. 149.

M. v. Rohr und H. Boegehold, Das Brillenglas als optisches Instrument. S. 150.

G. W. Stewart und R. B. Lindsay, Akustik. S. 151.

R. C. Tolman, Relativity, Thermodynamics and Cosmology. S. 151.

F. Trendelenburg, Fortschritte der physikalischen und technischen Akustik. S. 152.

E. Zimmer, Umsturz im Weltbild der Physik. S. 152.

Nachrichten. S. 152.

ABHANDLUNGEN.

Frequenzuntersuchungen an Photozellen.

Von W. Leo und C. Müller.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Ältere Frequenzmessungen an Photozellen. Vergleichbarkeit der Meßwerte. Ankopplung und sekundäre Frequenzeigenschaften. Anforderungen an ein Standardgerät. Beschreibung der Meßanordnung der PTR. – Bisherige Erfahrungen und Messungen. a) Gasgefüllte Alkalizellen; Verstärkerappassung. b) Thallofide- und Selenzellen. c) Sperrschichtzellen. Einfluß der Zellenkapazität. Überlagerungsfrequenzen. Querschnitt des Lichtbündels. Intensitätsabhängigkeit des Frequenzverlaufs. Verbesserung der Frequenzeigenschaften.

Mit der zunehmenden Verwendung lichtelektrischer Zellen in der Technik der Tonwiedergabe und Nachrichtenübermittlung ist die systematische Untersuchung der Frequenzabhängigkeit solcher Zellen von steigender Bedeutung geworden. Das Interesse richtet sich dabei einmal auf schnelle und sichere Prüfverfahren für den Frequenzumfang und die technische Verwendbarkeit vorliegender Zellen, andererseits auf die Klärung der Ursachen der Frequenzabhängigkeit der einzelnen Zellentypen, um hieraus Anhaltspunkte für ihre weitere technische Verbesserung zu gewinnen.

Es liegt daher bereits eine Reihe von Untersuchungen dieser Art vor, die sich teils meßtechnisch, teils theoretisch mit den Frequenzeigenschaften von gasgefüllten Alkalizellen, Halbleiter- und Sperrschichtzellen[1]) beschäftigen. Diese Untersuchungen sind jedoch unter teilweise sehr verschiedenen Meßbedingungen vorgenommen worden, zum Teil auch unter anderen Fragestellungen, so daß die Ergebnisse nicht durchgängig miteinander zu vergleichen sind. Für einige neuere Zellentypen liegen überhaupt noch keine Frequenzmessungen vor; für andere, insbesondere Sperrschichtzellen weichen die Meßwerte verschiedener Autoren teilweise noch erheblich voneinander ab. Die Gründe dieser Abweichungen sind vermutlich in den kapazitiven Eigenschaften der jeweils untersuchten Zellen und den Ankopplungsbedingungen an den zur Messung benutzten Verstärker zu suchen, die es mit sich bringen, daß stellenweise die Eigenschaften der Zelle selbst erheblich von wechselnden sekundären Frequenzeigenschaften der Meßanordnung überlagert werden.

Es erschien hiernach wünschenswert, die Frequenzeigenschaften der erreichbaren neueren Zellentypen erneut unter möglichst verschiedenen Versuchsbedingungen zu untersuchen, wobei

1) Vgl. Literaturnachweise S. 117 ff.

das Augenmerk insbesondere darauf gerichtet war, für serienmäßige Frequenzprüfung von Versuchstypen der Photozellenindustrie ein Standardmeßgerät zu schaffen, bei dem Frequenzfehler durch kapazitive oder sonstige verstärkertechnische Eigenschaften weitgehend ausgeschaltet waren, und das gleichzeitig Messungen unter allen in der Technik vorkommenden Arbeitsbedingungen der Zellen gestattete.

Hierzu waren folgende Voraussetzungen zu erfüllen und eine Reihe von Vorfragen zu klären:

1. Der Meßbereich sollte ein Frequenzgebiet von 40 Hz bis etwa 36000 Hz, also bis über die Hörgrenze umfassen, um das Verhalten der Zellen auch über das akustische Verwendungsgebiet hinaus untersuchen zu können.
2. Der Helldunkel-Verlauf mußte streng sinusförmig sein, um fremdfrequente Oberschwingungen auszuschließen und definierte Meßergebnisse am Verstärkerausgang zu erhalten.
3. Die Lagerung der Lichtsirene mußte so sorgfältig durchgebildet sein, daß auch bei den erforderlichen hohen Drehzahlen bis zu 100/Sek. keine merklichen Eigenschwingungen der Lochscheibenwelle eintreten. Denn bei der Enge des Strahlenbündels im Durchtritt durch die Scheibenöffnungen würden bereits geringe Eigenschwingungen erhebliche Verzerrungen des Helligkeitsverlaufs verursachen.
4. Der Einfluß von Fremdfrequenzen, die etwa durch geringe restliche Klirrfaktoren der Sirenenwelle verursacht werden könnten, war gesondert zu untersuchen.
5. Beim Aufbau der Verstärkereinrichtung hinter der Photozelle war auf weitgehende Linearität bis über das zu untersuchende Frequenzgebiet zu achten.
6. Die Linearität des Verstärkers kann mit Vakuumphotozelle ständig nachgeprüft werden, der Frequenzabfall der Meßzellen darf aber nicht unmittelbar auf den Strom einer Vakuumzelle bei gleicher Belichtungsfrequenz bezogen werden, sondern bei Abfallmessungen ist der Frequenzgang infolge Eigenkapazität und jeweiliger Ankopplungsbedingungen der Prüfzelle zu berücksichtigen.
7. Die technische Verwendungsart verschiedener Zellentypen machte es erforderlich, den Einfluß der Ankopplungs- und Belastungsbedingungen, unter denen die Zelle arbeitet, auf die gefundenen Frequenzeigenschaften eingehender zu untersuchen. Gerade hieraus ergaben sich Hinweise auf die Ursachen bisher gefundener Abweichungen in den Befunden verschiedener Autoren, sowie auf die technisch günstigste Anwendungsart und die Ausgestaltung neuer Zellentypen.

Das Frequenzprüfgerät der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Nach vorstehenden Gesichtspunkten wurde an der PTR. in Zusammenarbeit mit der Fernseh-AG., Berlin[1]), ein neues Frequenzprüfgerät, bestehend aus Lichtsirene und Meßverstärker, entwickelt, das der laufenden systematischen Prüfung technischer Photozellen dienen soll. Die Anordnung ist in Abb. 1 u. 2a, b schema-

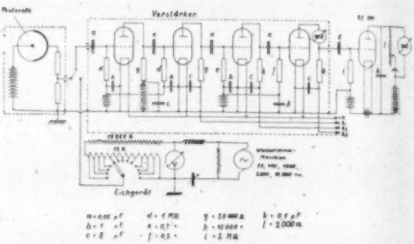


Abb. 1. Verstärkeranordnung mit Röhrenvoltmeter.

tisch dargestellt. Sie ist in der üblichen Weise aus Lichtquelle, Lochscheibe, Photozelle, Koppelkreis, Verstärker und Meßinstrument (Röhrenvoltmeter) aufgebaut.

Die Lochscheibe der Sirene konnte in Hinblick auf die hohe Genauigkeit der Lochstanzung verhältnismäßig klein gehalten werden, um Steifheit und Schwingungsfreiheit bei hohen Drehzahlen sicherzustellen. Bei einem Durchmesser von 225 mm erhielt sie zwei Lochkränze von 60 bzw. 360 quadratischen Löchern (schematische Abb. 2a). Auf jeden dieser Lochkränze wird in zwei getrennten Strahlengängen je eine sorgfältig geschnittene sinusförmige Lochblende abgebildet, deren Größe zu den Lochöffnungen und Lochabständen so bemessen ist, daß die Abdunklung und Aufhellung in regelmäßiger Sinuskurve verläuft. Als Lichtquellen dienen engfädige Glühlampen von max. 8 Amp. Stromaufnahme bei 12 Volt Betriebsspannung, die aus Akkumulatoren entnommen wird. Kondensor und Abbildungslinsen (Abb. 2b) sind auf gleichmäßige Ausleuchtung und Scharfabbildung der Lochblende in der Lochscheibenebene genau justierbar. Als Abbildungslinsen dienten lichtstarke, gut korrigierte Glasobjektive. Auf die Schwingungsfreiheit des gesamten Sirenenaufbaus mußte aus oben angedeuteten Gründen, die im letzten Abschnitt

1) Der Fernseh-AG., insbesondere den Herren Direktor Dr. Goerz, Dr. Möller und Dr. Schubert sei auch an dieser Stelle für ihre Unterstützung bestens gedankt.

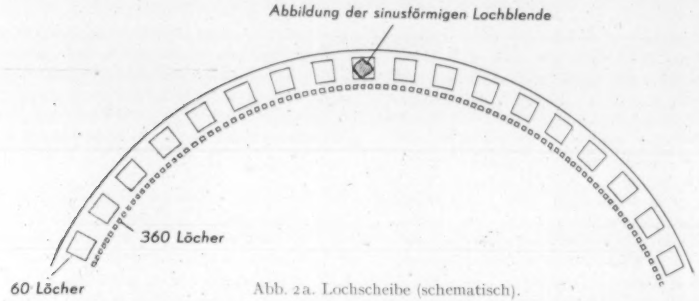


Abb. 2a. Lochscheibe (schematisch).

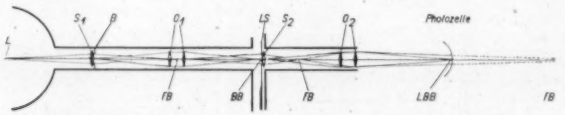


Abb. 2b. Frequenzprüfgerät für Photozellen. Strahlengang der Lichtsirene.
L = Lichtquelle; $S_{1,2}$ = Sammellinsen; B = Blende; $O_{1,2}$ = Objektive; LS = Lochscheibe; FB = Fadenbild; BB = Blendenbild; LBB = Lochblendenbild.

(S. 120—121) noch eingehender erörtert sind, besondere Sorgfalt verwendet werden. Die Lagerung der mit großer Schwungmasse versehenen Scheibenwelle konnte nach längerer Versuchsarbeit der Fernseh-AG. auch bei hohen Drehzahlen so schwingungsfrei gehalten werden, daß Überlagerungsfrequenzen über den geforderten strengen Sinusverlauf unter 3 Proz. der Hauptamplitude bleiben[1]). Messungen erfolgen ausschließlich bei auslaufender Sirene nach Entkopplung und Stillstand des Antriebsmotors, da bei angekoppeltem Motor elektromagnetische Störungen und starke Erschütterungen auf das Verstärkungsgerät und das Lochscheibensystem übertragen werden und, wie im folgenden noch gezeigt wird, zu Meßfehlern führen können.

Um jede zusätzliche Lagerbeeinflussung zu vermeiden, wurde auch von dem Anbau mechanischer Drehzahlmesser abgesehen und die jeweilige Drehzahl stroboskopisch gemessen. Ein

Abb. 3. Frequenzprüfgerät für Photozellen.

1) Dies wurde allerdings erst erreicht, als die ursprünglich vorgesehenen Kugellager durch besonders ausgebildete Ringschmierlager ersetzt waren, wobei eine Verkürzung der Auslaufzeit der Sirene von Höchstdrehzahl bis Stillstand auf etwa 110 Sek. in Kauf genommen werden mußte. Um zu vermeiden, daß die Meßpunkte im unteren Frequenzgebiet zu schnell durchlaufen werden, wurde nachträglich ein Preßluftgebläse mit Windkanal am Umfang der Schwungscheibe eingebaut, mit dem die Sirene in Drehrichtung angeblasen wird. Hierdurch konnte die Auslaufzeit stoßfrei auf das 3- bis 4fache gestreckt und die Meßgenauigkeit wesentlich gesteigert werden.

System von 9 stroposkopischen Ringen ergab bei Beleuchtung mit Glimmlampen bei 50 ~-Lichtwechsel des Lichtnetzes 12 gut konstante Drehzahlfixpunkte, d. h. für beide Lochkränze 24 geeignet verteilte, übergreifende Meßfrequenzen.

Den Gesamtaufbau der Anordnung zeigt Abb. 3.

Die zu messenden Zellen werden in einem Abschirmgehäuse aus Weißblech in der Abbildungsebene der Sirene so aufgestellt, daß das volle Strahlenbündel mit Sicherheit gefaßt wird. Die austauschbaren Ankoppelglieder nebst Zuleitungen zum Verstärker sind elektrisch sorgfältig abgeschirmt. Auf die Bemessung der Koppelglieder und Eigenkapazität der Zuleitungen wird weiter unten noch eingegangen.

Als Meßverstärker dient ein vierstufiger Widerstandsverstärker[1]) mit Spezialröhren vom Typ Telefunken RE 084, bei denen Gitter- und Anodenleitungen oben ausgeführt sind, um hohe Isolation, geringe Kapazität und kurze Schaltwege zu erreichen. Der Verstärker arbeitet im ganzen benutzten Frequenzgebiet praktisch geradlinig, wie durch regelmäßige Versuche mit Vakuumphotozellen kontrolliert wurde (Abb. 4). Die Gesamtverstärkung betrug ungefähr 2500.

Die Ausgangsamplitude des Verstärkers wird einem Röhrenvoltmeter (Audion in Anodengleichrichterschaltung) zugeführt, der Anodenruhestrom erforderlichenfalls auf Null kompensiert und die Gitteramplitude als Anodenstromänderung mit einem Drehspul-Milliamperemeter gemessen. Auf die Kompensation des sehr kleinen Ruhestroms bei Anodengleichrichtung kann im allgemeinen verzichtet werden, da die gesamte Einrichtung vom Verstärkereingang bis zum Ausgangsmeßinstrument ständig unter Eichkontrolle gehalten wird, in die die jeweilige Nullpunkteinstellung mit eingeht. Die Eichung

Abb. 4. Frequenzverlauf der Meßanordnung.

geschieht mit einem bifilar gewickelten frequenzunabhängigen Spannungsteiler von 20000 Ohm mit Abgriffen von 1–12 Ohm, mit dessen Hilfe eine schwache meßbare Wechselamplitude von 0,2–3,0 mV direkt an den Verstärkereingang gelegt wird. Dem Spannungsteiler wird eine konstante Maschinenwechselspannung von einigen Volt bei 50, 500, 2000 oder 10000 Perioden zugeführt, die durch einen geeigneten abgestimmten Schwingkreis gefiltert sein muß, um einwandfrei sinusförmige Meßspannung zu erhalten. Eine auf diese Weise erhaltene Eichkurve der Verstärkereinrichtung einschließlich Röhrenvoltmeter ist in Abb. 5, Kurve a, wiedergegeben;

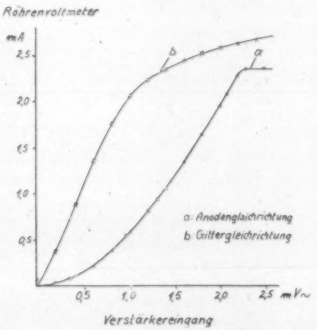


Abb. 5. Verstärker-Eichkurven.

sie zeigt die durchschnittliche Empfindlichkeit und den im mittleren Teil gut geradlinigen Verlauf der Anordnung. Durch geeignete Zellenanpassung kann die Eingangsamplitude am Verstärker stets im geradlinigen Bereich gehalten werden[1]). Eine weitere Kontrolle des proportionalen Verstärkungsbereiches erfolgte durch meßbare Abdunklung der Zellenbelichtung mit einem neutralgrauen geeichten Stufenkeil der Firma Zeiss.

Meßergebnisse.

Mit dieser Anordnung läßt sich die Frequenzprüfung verschiedener Zellentypen in weitem Frequenzbereich schnell und betriebssicher durchführen. Wir haben eine größere Zahl neuerer gasgefüllter Alkalizellen, Thallium-, Selen- und Sperrschichtzellen, die uns von den Herstellerfirmen freundlichst zur Verfügung gestellt wurden[2]), unter vielseitigen Versuchsbedingungen

1) Von der Fernseh-AG. freundlichst zur Verfügung gestellt.

1) Zur Messung kleiner Amplituden kann das Röhrenvoltmeter auch in Gittergleichrichtung benutzt werden, wobei eine gute Linearität im unteren Bereich und etwa 3,5fach höhere Ablese-empfindlichkeit erreicht wird (Abb. 5, Kurve b). Da diese Schaltung auf kleinen Amplitudenbereich beschränkt ist, der bei empfindlichen Zellen leicht übersteuert wird, wurde normalerweise stets mit Anodengleichrichtung gearbeitet.

2) Allen beteiligten Firmen (Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft Berlin, Elektrocell Berlin, Osramgesellschaft Berlin, Pressler Leipzig, Siemens & Halske Berlin, Süddeutsche Apparate-Fabrik Nürnberg, Carl Zeiss Jena) sei an dieser Stelle bestens gedankt.

untersucht. Über die Ergebnisse soll nachstehend berichtet werden:

A. Gasgefüllte Alkalizellen. Eine Reihe von Meßkurven, wie sie für Cäsium-Argonzellen verschiedener Typen erhalten wurden, ist in Abb. 6a–d wiedergegeben. Sie zeigen den bekannten, mit steigender Betriebsspannung wachsenden Abfall im oberen Frequenzgebiet, bedingt durch die zeitliche Trägheit der Rekombinationsvorgänge in der ionisierten Gasstrecke. Je höher im allgemeinen die erforderliche Zellenspannung ist, bei der eine bestimmte Stromausbeute erreicht wird, um so größer ist der

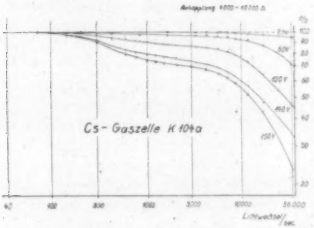


Abb. 6a. Frequenzgang von Cäsium-Gaszellen bei verschiedenen Betriebsspannungen.

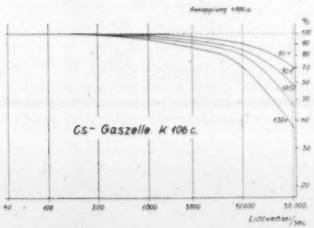


Abb. 6b. Frequenzgang von Cäsium-Gaszellen bei verschiedenen Betriebsspannungen.

durch Stoßionisation erhaltene Sekundärstromanteil des Gesamtstroms, und um so größer der relative Abfall bei Verkürzung des einzelnen Belichtungsimpulses, also bei steigender Lichtwechselzahl. Bei Betriebsspannungen unterhalb der Ionisierungsspannung des Füllgases verhalten sich die Gaszellen trägheitsfrei wie Vakuumzellen.

Die erhaltenen Meßkurven stimmen gut mit früheren Befunden an Gaszellen[1]) überein; sie zeigen bei verschiedenen zur Prüfung ausgewählten Fabrikaten im großen ganzen gleichartiges Frequenzverhalten (Abb. 6b–d). Gewisse Abweichungen ergeben sich aus der erwähnten Spannungsabhängigkeit des Sekundärstromanteils, z. B. dann, wenn ein Zellentyp andere Betriebsspannungen zur Erreichung gleicher Empfindlichkeit braucht, wie eine andere Zelle. Die Beurteilung des Frequenzverhaltens muß in solchem Falle grundsätzlich auf die Arbeitsweise der Zellen bei gleicher Empfindlichkeit bezogen werden, die nicht bei allen Zellen mit gleicher Spannung erreicht wird. Beispielsweise entsprechen in Abb. 6b und 6c die Kurven gleicher Betriebsspannung nicht den Arbeitsverhältnissen bei gleicher Stromausbeute. Die Zelle

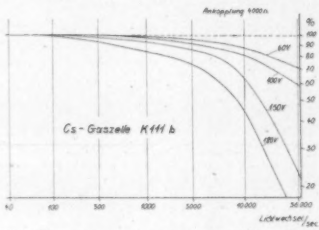


Abb. 6c. Frequenzgang von Cäsium-Gaszellen bei verschiedenen Betriebsspannungen.

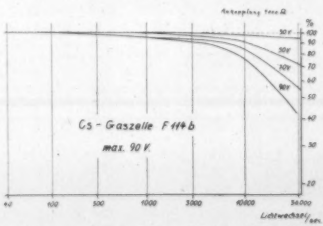


Abb. 6d. Frequenzgang von Cäsium-Gaszellen bei verschiedenen Betriebsspannungen.

K 111b in Abb. 6c kann mit etwas geringerer Spannung betrieben werden, um gleiche Empfindlichkeit zu erreichen, wie Zelle K 106c in Abb. 6b. Bezieht man beide auf gleiche Stromausbeute, so ergibt sich für beide wieder nahezu gleiches Frequenzverhalten. Geringe individuelle Unterschiede sind infolge kleiner Abweichungen des Photokathodenmaterials, der jeweiligen Elektrodenanordnung, der Wahl des Füllgases und des Gasdruckes usw. vorhanden (Abb. 6a), doch sind diese Unterschiede nicht erheblich. Allgemein kann gesagt werden, daß unter normalen Betriebsbedingungen und bei Wahl geeigneten Füllgases (Argon) der Abfall erst oberhalb 6000 Hz, also im oberen Teil des Hörbereiches merklich wird. Er ist daher für normale Tonübertragung nicht wesentlich bzw. kann

[1]) F. Schröter u. G. Lubszynski, Physik. Zeitschr. **31**, 897, 1930; W. Kluge, Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 649, 1931; Simon-Suhrmann, Lichtelektr. Zelle, S. 166, 1932.

durch geeignete Entzerrer im Verstärker leicht kompensiert werden[1]).

Wichtig sind im praktischen Betrieb der Zellen die Ankopplungsbedingungen an den Verstärker. Um günstige Ausnutzung zu erreichen, besteht an sich das Interesse, den Außenwiderstand, auf den die Zelle arbeitet, möglichst in die Größenordnung des inneren Zellenwiderstandes zu bringen, der bei normalen Zellen etwa zwischen 10^7 und 10^8 Ohm liegt. Tatsächlich benutzt man bei technischen Tonfilmverstärkern Ankoppelwiderstände bis zu annähernd 10^6 Ohm, um mit geringer Endverstärkung auszukommen. Ein Außenwiderstand solcher Größe ist aber bereits groß gegen die Impedanz des Verstärkereingangs eines normalen Verstärkers bei mittlerer Tonfrequenz, d. h. eine Ankopplung dieser Art stellt ein stark frequenzabhängiges Glied dar, dessen Einfluß sich dem Eigenabfall der Zelle erheblich überlagert. Stellt man den Zellenkreis nebst Verstärkereingang gemäß Abb. 7 dar,

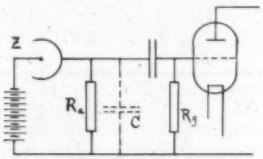


Abb. 7. Schema der Zellenankopplung.

worin Z die Zelle, R_a der Außenwiderstand, C die Kapazität der Zuleitungen und Schaltungselemente, und R_g der Gitterableitwiderstand der ersten Verstärkerröhre ist, so übersieht man sofort, daß die Zelle auf einen frequenzabhängigen Gesamtwiderstand R_r arbeitet, dessen Verhältnis zum Widerstand bei der Frequenz O gegeben ist durch

$$\left.\begin{aligned}\frac{R_r}{R_{r_0}} &= \frac{R_a R_c + R_g R_c}{R_a R_c + R_g R_c + R_a R_g} \\ &= 1 - \frac{R_a R_g}{R_c(R_a + R_g) + R_a R_g}.\end{aligned}\right| \quad (1a)$$

Der relative Frequenzabfall infolge der Impedanz des Verstärkereinganges errechnet sich also aus den Größen von R_a, R_g und R_c zu

$$A = \frac{R_a R_g}{R_c(R_a + R_g) + R_a R_g}, \quad (1b)$$

wo R_c der Scheinwiderstand der Eingangskapazität C für die Frequenz ν ist. Die Kapazität C beträgt für die benutzte Apparatur rund 50 cm, sie liegt zum Teil in der Zelle selbst, zum überwiegenden Teil aber in den abgeschirmten Zuleitungen zwischen Zellengehäuse und Verstärker und ließ sich wegen der notwendigen Verschiebbarkeit und Justierbarkeit der Einzelteile nicht wesentlich verringern. (Günstigere Bedingungen bestehen in dieser Hinsicht z. B. für feste Tonfilmapparaturen, bei denen die erste Verstärkerstufe mit kurzen Zuleitungen unmittelbar an die Photozelle angebaut ist[1]). Setzt man die gegebenen Werte in (1b) ein und berechnet die zulässige Größe für R_a unter der Forderung, daß z. B. für die höchste benutzte Meßfrequenz ($\nu = 36000$ Hz, $R_g = 10^6$ Ohm) der kapazitive Abfall den Betrag von 5 Proz. nicht überschreiten soll, so erhält man

$$R_a < \frac{R_g R_c}{19\,R_g - R_c} = 4{,}2 \cdot 10^3, \quad (2)$$

d. h. der Außenwiderstand, mit dem die Zelle dem Verstärker angekoppelt wird, darf für die vorliegenden Meßbedingungen nicht wesentlich größer als 4000 Ohm sein, wenn der Frequenzverlauf der Zelle selbst unverzerrt durch kapazitive Einflüsse wiedergegeben werden soll. Bei dieser Ankopplungsart ist selbstverständlich der Nutzeffekt der Übertragung ungünstig; aber für die vorliegende meßtechnische Untersuchung, bei der es sich um Verwirklichung einwandfreier Meßbedingungen für die Eigenschaften der Zelle selbst handelt, spielte dies keine Rolle, da hinreichende Verstärkungsmöglichkeit zur Verfügung stand. Wir haben daneben, um den Frequenzeinfluß von Ankopplungen mit größerem Nutzeffekt, wie sie in der Praxis Verwendung finden, zu kontrollieren, auch Versuchsreihen mit größeren Außenwiderständen durchgeführt. Die Ankopplungsglieder waren zu diesem Zweck

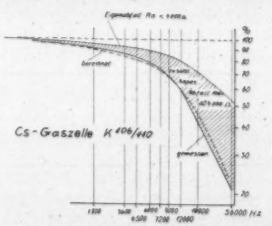


Abb. 8. Einfluß des Ankopplungswiderstandes.

leicht, auswechselbar angeordnet. Abb. 8 zeigt, welche Änderung des Frequenzverlaufs dabei

1) Die von Ollendorf (Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 606, 1932) rechnerisch entwickelte Periodizität der Frequenzabhängigkeit gasgefüllter Zellen infolge Phasenänderung des Auftreffens der positiven Ionenwolke auf der Kathode gegenüber der Belichtungsperiode kann hier außer Betracht bleiben, da dieser Einfluß der Ionenwanderungsgeschwindigkeit erst bei sehr hohen Lichtwechselzahlen merkbar wird.

1) Vgl. Simon-Suhrmann, Lichtelektr. Zelle, S. 102, Berlin 1932.

z. B. bei einer normalen *Cs*-Gaszelle bei gleicher Zellenspannung durch Vergrößerung des Außenwiderstandes von 4000 auf 100000 Ohm auftritt. Der zusätzliche kapazitive Abfall ist mit den gerechneten Werten in guter Übereinstimmung und bestätigt die Proportionalität der Verstärkeranordnung.

B. Thallofide und Selenzellen. Für Thalliumzellen liegen bisher nur Messungen an älteren Zellentypen vor[1]), die einen sehr steilen Frequenzabfall zeigten, bedingt durch erhebliche zeitliche Trägheit des Auslösungsmechanismus der Leitungselektronen im Kristallinneren. Wie R. Sewig an Hand von Oszillogrammen gezeigt hat, erfolgt der Stromeinsatz bei momentan einsetzender Belichtung in einem ziemlich weiten Intensitätsbereich annähernd proportional der Belichtung bis zum konstanten Endwert im Verlaufe von etwa $^1/_{100}$ Sek.; bei Überbelichtung treten unkontrollierbare und teilweise dauernde Empfindlichkeitsänderungen und Ermüdungserscheinungen auf. Auch im proportionalen Bereich war bei den älteren Zellen entsprechend der Trägheit des Stromeinsatzes die Frequenzabhängigkeit oberhalb 100 Hz sehr stark; bereits bei 1000 Hz sank bei älteren Messungen die Empfindlichkeit auf etwa 5 Proz. des Ausgangswertes.

Neuere, im Jahre 1933 und 1934 zur Verfügung gestellte Thallofidezellen zeigen demgegenüber wesentlich günstigeres Verhalten (Abb. 9). Die Zellen sind hinter mittleren Rotfiltern bei gedrosselter Helligkeit der Lichtquellen der Lichtsirene und hinter verschiedenen Graukeilstufen untersucht worden, um mit Sicherheit den proportionalen Belichtungsbereich der Zellen zu wahren und Überbelich-

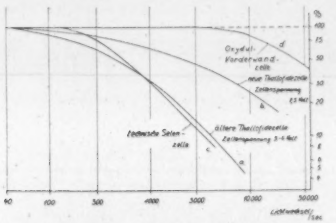


Abb. 9. Frequenzgang bei Oxydul-, Selen- und Thallofidezellen.

tungen zu vermeiden. In diesem Belichtungsbereich zeigen die Zellen (Kurve b, Abb. 9) erheblich gegen die früheren Typen (Kurve a, Abb. 9) verbesserte Eigenschaften, der Frequenzverlauf konnte bis zu 18000 Lichtwechsel/Sek. verfolgt werden, die Wiedergabe beträgt bei dieser Frequenz bei der einen uns vorliegenden Zellentype immer noch 15 Proz. der Anfangsamplitude. Wenn auch diese Frequenzabhängigkeit, wie bei allen Halbleiterzellen, noch erheblich ist, so läßt sich doch in Fällen, in denen die Thallofidezelle wegen ihrer Spektralempfindlichkeit am Platze ist, im Bereich der mittleren Tonfrequenzen bis etwa 6000 Hz eine weitgehende Kompensation durch geeignete Verstärkerschaltung erreichen.

Für die Anpassung an den Verstärker gilt sinngemäß das im vorigen Abschnitt Gesagte, nur mit der Einschränkung, daß zusätzliche kapazitive Einflüsse auf den Frequenzverlauf sich wegen des stärkeren Eigenabfalls der Thalliumzellen bedeutend weniger fühlbar machen, so daß in dem Frequenzbereich, in dem die Thalliumzelle verwertbar ist, mit größeren Ankoppelwiderständen, also günstigerer Energieübertragung gearbeitet werden kann.

Der Frequenzverlauf einer älteren technischen Selenzelle ist in Abb. 9, Kurve c, wiedergegeben; er zeigt ebenfalls gegen frühere Messungen[1]) verringerte Eigenträgheit.

C. Sperrschichtzellen. In vieler Hinsicht aufschlußreich erwiesen sich neue, eingehende Messungen an einer größeren Zahl moderner *Se*- und Cu_2O-Sperrschichtzellen, obwohl derartige Zellen wiederholt von verschiedenen Seiten auf ihre Frequenzabhängigkeit hin untersucht worden sind[2]). Eine Anzahl von Meßreihen, wie wir sie an Cu_2O-Vorderwandzellen und Selensperrschichtzellen ohne Vorspannung erhalten haben, ist in Abb. 9, Kurve d und Abb. 12–14 (S. 121) wiedergegeben. Sie zeigen für die *Se*-Sperrschichtzellen durchgängig erheblich größere Frequenzabhängigkeit, als sie an früheren Zellentypen gefunden worden ist[2]).

Diese Abweichung kann, soweit derzeit zu übersehen, zweierlei Gründe haben:

1. Da es sich bei der Sperrschichtzelle bei Fehlen einer äußeren Spannungsquelle um weitgehend trägheitsfreie lichtelektrische Primärströme handelt, ist bis zu Lichtwechselzahlen, wie sie in vorliegender Untersuchung erfaßt werden, eine Frequenzabhängigkeit des lichtelektrischen Vorganges an sich nicht zu erwarten. Ähnlich wie bei der Vakuumalkalizelle ist anzunehmen, daß der Strom dem Belichtungseinsatz mindestens innerhalb 10^{-5} Sek. trägheitsfrei folgt[3]). Die

1) R. Sewig, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 269, 1930; J. Runge u. R. Sewig, Zeitschr. f. Phys. **62**, 726, 1930.

1) Vgl. Anm. 1, linke Spalte.

2) B. Schönwald, Ann. d. Phys. **15**, 395, 1932; P. Görlich, Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 144, 1933.

3) B. Gudden, Lichtelektr. Erscheinungen, S. 146, Berlin, Springer, 1928; W. Kluge, Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, 657, 1931; H. Kerschbaum, Naturwiss. **18**, 832, 1930.

praktisch erhaltene Frequenzabhängigkeit ist dann ausschließlich durch den kapazitiven Nebenschluß der Zelle bedingt. Die jeweils erhaltenen Frequenzkurven geben also nicht im Sperrschichteffekt selbst begründete Eigenschaften, sondern weitgehend willkürliche kapazitive Verhältnisse des einzelnen Zellentyps wieder, die aus fabrikatorischen Gründen oder zwecks Erreichung anderer Zelleneigenschaften von einem Typ zum anderen erheblich wechseln können. — Auf die aus dem Frequenzverlauf neuerer Zellen sich ergebenden Kapazitätswerte wird unten noch eingegangen.

2. Darüber hinaus können bei älteren Messungen Meßfehler vorliegen, soweit es sich um Messungen mit Lochscheiben merklichen restlichen Klirrfaktors bzw. bei laufendem Antriebsmotor handelt. Wie wir eingangs betont haben, sind nach den von uns angestellten Untersuchungen die mit der Lichtsirene erhaltenen Frequenzkurven, soweit sie steileren Verlauf haben, empfindlich gegen restliche überlagerte Fremdfrequenzen, wie sie durch mangelnde Sinusform des Helligkeitsverlaufs oder durch Übertragung von Motorerschütterungen[1]) auf die Lochscheibenwelle auftreten können. Die letzteren sind in dieser Hinsicht noch gefährlicher, da es sich um gegen die Lichtwechselzahl meist tiefe Störfrequenzen handelt, während nicht strenge Sinusform nur geringe, nicht so stark störende Oberschwingungen der Belichtungsfrequenz hervorruft.

Um ein Urteil über die Größe des Einflusses dieser Störungsquellen zu gewinnen, haben wir dem sinusförmigen Lichtwechsel der Lichtsirene absichtlich eine nochmalige Lichtunterbrechung mit verschiedenem Abdunklungsgrad überlagert. Hierzu wurde eine Reihe photographisch hergestellter, nach Lochscheibenart geteilter Scheiben gleicher Teilung, aber verschiedener Schwärzung benutzt, die mit Synchronmotor auf konstanter Drehzahl (Frequenz 55 und 750 Hz) gehalten wurden und den aus der Sirene austretenden Lichtstrahl mit zusätzlichen Amplituden zwischen 15 und 100 Proz. der Hauptamplitude modulierten.

Auf diese Weise konnten wir die Belichtungsfrequenzen der Lichtsirene von Höchstdrehzahl bis Null über die konstante, in ihrer Intensität abstufbare Störfrequenz hinweglaufen lassen und Zellen verschiedenen Frequenzabfalls mit und ohne diese Zusatzmodulation untersuchen. Einige charakteristische Kurven, wie sie hierbei erhalten wurden, sind in Abb. 10a, 10b und 11 wiedergegeben. Aus ihnen ergibt sich folgendes:

1. Die Beeinflussung des ursprünglichen Frequenzverlaufs der Zellen durch Überlagerung ist um so stärker, je steiler der Frequenzabfall selbst und je größer die Überlagerungsamplitude ist. Zusatzmodulationen unter 15 Proz. der Hauptamplitude machen sich nur bei Zellen hoher Eigenträgheit bemerkbar, bei diesen immerhin schon merklich (Abb. 10a). Bei der von uns benutzten Lichtsirene, deren Klirrfaktor unterhalb 3 Proz. gemessen worden ist (vgl. S. 115), sind hiernach Meßfehler von dieser Seite her nicht zu befürchten.

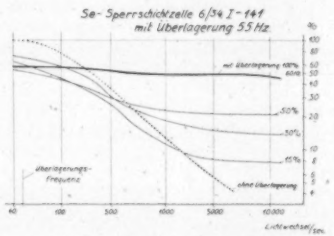


Abb. 10a. Einfluß von Überlagerungsfrequenzen.

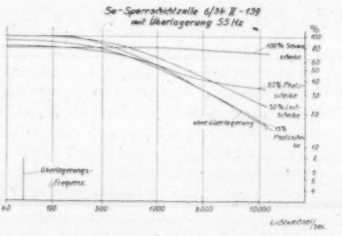


Abb. 10b. Einfluß von Überlagerungsfrequenzen.

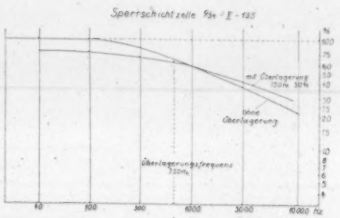


Abb. 11. Einfluß von Überlagerungsfrequenzen.

1) Vgl. F. Ollendorf, Zeitschr. f. techn. Phys. 13, 609, 1932. — Über entsprechende Schwankungserscheinungen bei Tonfilmwiedergabe siehe Fischer u. Lichte, Tonfilm, S. 239/240, Leipzig, S. Hirzel, 1931.

2. Mit steigender Überlagerungsamplitude (vgl. z. B. die Kurven mit 15–100 Proz. Überlagerung in Abb. 10a) tritt eine scheinbare Abflachung des Frequenzverlaufs in dem Sinne ein, daß die resultierende Frequenzkurve im unteren Frequenzgebiet tiefer, oberhalb der Störfrequenz höher verläuft, als ohne Zusatzmodulation.

3. Diese Abflachung, die einen scheinbar wesentlich verbesserten Frequenzverlauf vortäuscht (Abb. 10a, Überlagerung 100 Proz.), kommt, wie Kurvenverlauf und akustische Kontrolle im Lautsprecher zeigen, dadurch zustande, daß die Zellen in steigendem Maße nur noch der jeweils tieferen im Frequenzgemisch enthaltenen Frequenz zu folgen vermögen, je weiter Sirenenfrequenz und Überlagerungsfrequenz auseinanderrücken und je größer die Überlagerungsamplitude wird. Bei tiefer Überlagerungsfrequenz und hoher Sirenenfrequenz spricht die Zelle auf den schnellen Sirenenlichtwechsel praktisch nicht mehr an: die Zellenamplitude hängt dann nur noch von der Amplitude der Überlagerungsscheibe ab. Die Lichtsirene wirkt in diesem Fall offensichtlich nur noch als rotierender Sektor mit konstanter Lichtschwächung (im vorliegenden Fall mit dem Schwächungsfaktor $^1/_2$, da Lochbreite = Lochabstand ist), ohne daß die Drehzahl dieses Sektors mehr wirksam ist. Tatsächlich zeigen die Kurven in Abb. 10a mit steigender Sirenendrehzahl einen asymptotischen Auslauf zu konstanten Endwerten, die jeweils nahezu gleich der halben Überlagerungsamplitude sind, ein Zeichen, daß nur noch die Überlagerungsfrequenz mit sektorgeschwächter Amplitude, nicht aber mehr die Sirenenfrequenz selbst wiedergegeben wird.

Derartige überlagerte Kurven geben also ein weitgehend gefälschtes Bild des tatsächlichen Frequenzverhaltens der Zellen, wenn man die Zellenamplitude als Funktion der Lichtsirenenfrequenz ohne Berücksichtigung des Klirrfaktors aufträgt.

Bei Aufnahme der echten Frequenzabhängigkeit der verschiedenen Zellen, wie sie in Abb. 12 bis 14 dargestellt sind, ist daher auf möglichste Vermeidung von Überlagerungsschwingungen geachtet worden. Die Meßkurven für jeden einzelnen Zellentyp sind hinreichend oft unter wechselnden Betriebsbedingungen und mit übergreifenden Frequenzbereichen reproduziert worden, so daß die angegebenen Werte einwandfrei erscheinen.

Der Verlauf der Oxydul-Vorderwandzellen ist vergleichsweise weitgehend trägheitsfrei (Abb. 9d, S. 119); erst bei 10000 Hz beträgt der Abfall etwa 20 Proz. Dies hängt vermutlich damit zusammen, daß infolge des geringen inneren Widerstandes dieser Zellen der Einfluß ihres kapazitiven

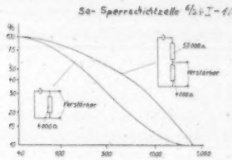


Abb. 12.
Ankopplungseinfluß bei *Se*-Sperrschichtzellen.

Widerstandes nur wenig ins Gewicht fällt. Dementsprechend spielt auch die Größe des Ankoppelwiderstandes eine geringfügige Rolle, so daß man unbedenklich höhere Außenwiderstände anwenden kann, ohne den Frequenzverlauf merklich zu beeinflussen.

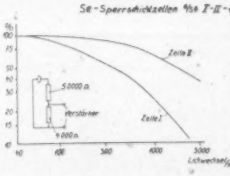


Abb. 13.
Frequenzgang von *Se*-Sperrschichtzellen.

Anders liegen die Verhältnisse bei Selensperrschichtzellen. Hier werden bereits weitgehend verschiedene Frequenzkurven erhalten, je nachdem, ob die Zellenkapazität ganz oder

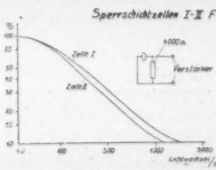


Abb. 14.
Frequenzgang von *Se*-Sperrschichtzellen.

nur teilweise parallel dem Verstärkereingang liegt (Abb. 12). Bei gleicher Ankopplung weicht der Frequenzverlauf der verschiedenen Zellentypen teilweise erheblich voneinander ab (Abb. 13 u. 14), ein Zeichen, daß wir es mit wirksamen

Sperrschichten zu tun haben, deren Eigenkapazität infolge verschiedenartiger Vorbehandlung der Zellen merklich variieren kann. Die wirksame Kapazität, die dem Verstärkereingang parallel liegt, läßt sich leicht aus dem Amplitudenabfall bei einer Frequenz ν berechnen für den Fall, daß der Belastungswiderstand R_a der Zelle hinreichend klein gegen ihren inneren Widerstand gewählt wird. Bezeichnet man das Verhältnis der Restamplitude bei der Frequenz ν zur ursprünglichen Amplitude (bei niedrigen Frequenzen) mit A_ν, also den relativen Abfall mit $1 - A_\nu$, so ist

$$C = \frac{1 - A_\nu}{2\pi\nu A_\nu \cdot R_a}. \qquad (3)$$

Aus den Werten verschiedener gemessener Abfallkurven ergeben sich hieraus Kapazitätswerte zwischen 0,03 und 0,2 μF für eine Reihe solcher Zellen. Diese Werte erscheinen zwar hoch, wären aber, wenn es sich um nahezu monomolekularen Aufbau der wirksamen Sperrschicht handelt, wie er bei anderen Halbleitern erschlossen ist[1]), keineswegs außerhalb des Bereichs des Wahrscheinlichen.

Im Zusammenhang hiermit soll auf einen Gesichtspunkt hingewiesen werden, der bisher anscheinend nicht erörtert worden ist: Die Inhomogenität der Potentialverteilung längs der Sperrschicht, wie sie z. B. aus den grundsätzlichen Versuchen von v. Auwers und Kerschbaum bekannt ist[2]), läßt auch bei Selensperrschichtzellen annehmen, daß die jeweils wirksame Fläche der Sperrschicht im wesentlichen durch die Größe des auftreffenden Lichtflecks bestimmt wird, während die übrige Fläche der Zelle infolge des hohen Längswiderstandes der Oberfläche mehr oder weniger unbeteiligt bleibt. Es muß sich eine örtliche Potentialverteilung ergeben in ähnlicher Weise, wie bei lokalisierter Aufladung von außen[3]). Das würde bedeuten, daß die wirksame Zellenkapazität und damit die Frequenzeigenschaft der Zelle in gewissen Grenzen vom Querschnitt des auftreffenden Lichtbündels abhängt.

1) W. Schottky u. W. Deutschmann, Physik. Zeitschr. **30**, 845, 1929; W. Leo, Ann. d. Phys. (5) **15**, 139, 1932.
2) O. v. Auwers u. H. Kerschbaum, Ann. d. Phys. (5) **7**, 129, 1930.
3) W. Leo, Ann. d. Phys. (5) **15**, 135, 1932.

Vielleicht ist es hierauf zurückzuführen, daß von einigen Beobachtern gelegentlich Messungen erhalten wurden, die eine Intensitätsabhängigkeit des Frequenzverlaufs von Sperrschichtzellen zu enthalten schienen. Es wäre denkbar, daß die Erscheinung durch eine gleichzeitig mit der Intensitätsänderung vorgenommene, unbeabsichtigte Querschnittänderung des belichtenden Strahlenbündels zustande gekommen ist.

Auch eine tatsächliche Intensitätsabhängigkeit des Frequenzverlaufs kann auftreten, wenn mit Belastungswiderständen gearbeitet wird, die vergleichsweise groß sind gegen den inneren Widerstand der Zelle. Da der innere Widerstand belichtungsabhängig ist und mit steigender Helligkeit abnimmt, kann in diesem Fall ein Helligkeitseinfluß auf den Frequenzgang merkbar werden. Bei Wahl hinreichend kleiner Außenwiderstände läßt sich dieser Einfluß vermeiden. Mit 4000–10000 Ohm im Außenkreise ergaben sich bei normalen Sperrschichtzellen in wiederholten Vergleichsmeßreihen für Helligkeitsänderungen im Verhältnis 1:5, die im proportionalen Bereich des Verstärkers gut zu erfassen waren, innerhalb der Meßgenauigkeit völlig gleiche Frequenzkurven.

Die Fragen der Abhängigkeit des Frequenzverlaufs der Sperrschichtzellen von der Belichtungsfläche, von der Helligkeit und von der spektralen Verteilung der Lichtquelle sind zur Zeit Gegenstand weiterer Untersuchung.

An Hand der bisherigen Befunde kann gesagt werden, daß gerade die aus den Messungen erschlossenen kapazitiven Ursachen der starken Frequenzabhängigkeit der Sperrschichtzellen es nicht als hoffnungslos erscheinen lassen, durch geeignete Vorbehandlung Schichtdicken der wirksamen Sperrschicht anzustreben, die ohne Beeinträchtigung der Empfindlichkeit günstigere Übertragung eines größeren Frequenzbereichs gestatten.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei an dieser Stelle für die Bereitstellung eines Forschungsstipendiums zur Durchführung dieser Untersuchung verbindlich gedankt.

Berlin, Dezember 1934.

(Eingegangen 19. Dezember 1934.)

Die zahlenmäßige Charakterisierung der Zeichenschärfe von Röntgenröhren.

Von Hermann Behnken.

Mit Tafel II.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Seit einiger Zeit wird aus den Reihen der Röntgenärzte vermehrt der Wunsch nach exakten physikalischen Unterlagen für die Röntgendiagnostik laut. Insbesondere hat H. Chantraine[1]) auf dem letzten deutschen Röntgenkongreß im April 1934 in Baden-Baden die Physiker nachdrücklich aufgefordert, um die Schaffung solcher zahlenmäßigen Unterlagen bemüht zu sein. Die im folgenden beschriebenen Versuche, welche das genannte Gebiet betreffen, waren, als diese Aufforderung erfolgte, bereits in Angriff genommen. Sie liefern aber einen Beitrag zur Lösung der von Chantraine aufgeworfenen Fragen und mögen somit im gewissen Sinne als ein Echo der auf dem Kongreß geäußerten Anregung gewertet werden.

Die Bemühungen, die Zeichenschärfe von Röntgenröhren auf Grund von Messungen zu charakterisieren, sind fast so alt wie die diagnostische Anwendung der Röntgenstrahlen überhaupt. Das am weitesten durchgebildete Verfahren war bis heute wohl das von Heilbron[2]) zuerst vorgeschlagene Drahtnetzfokometer-Verfahren in der von W. Bronkhorst[3]) beschriebenen Anwendungsweise. Das Drahtnetzfokometer ist ein in 12 Teile geteilter Holzrahmen, dessen Felder mit Drahtnetzen verschiedener Drahtdicke und Maschenweite bespannt sind. Der Rahmen wird zwischen Strahlenquelle und photographischer Schicht schräg in den Strahlengang gebracht, so daß er in seinen verschiedenen Teilen sehr verschieden weit von der photographischen Schicht entfernt ist. Infolgedessen werden die einzelnen Gegenden der Drahtnetzfelder sehr verschieden scharf abgebildet. Auf diese Weise werden nun zunächst Schattenbilder nicht mit Röntgenstrahlen, sondern mit gewöhnlichem Lichte hergestellt, wobei die Strahlenquelle durch eine vor einer Lampe befindlichen Milchglasscheibe, welche bis auf einen kleinen kreisförmigen Fleck von 2, 3, 4, 5 oder 6 mm Durchmesser mit einer Metallfolie zugedeckt ist, gebildet wird. Diese Lichtflecke stellen also eine Skala von Normalfokussen dar, mit welchen die zu charakterisierenden Röntgenfokusse verglichen werden. Dazu wird unter den gleichen geometrischen Verhältnissen wie bei den Lichtaufnahmen eine Aufnahme mit Röntgenstrahlen angefertigt, wobei der zu untersuchende Röntgenröhrenfokus an die Stelle, wo vorher die Lichtflecke waren, tritt. Das Ergebnis der Röntgenstrahlenaufnahme wird dem der Lichtaufnahme gegenübergestellt und danach der Röntgenfokus an die ihm zukommende Stelle zwischen die Normalfokusse eingereiht. Aber schon Bronkhorst selbst ist von diesem Verfahren nicht völlig befriedigt. Er findet, daß die Einreihung öfters Schwierigkeiten macht, die darin ihre Ursache haben, daß die Röntgenfokusse, wie sie praktisch vorkommen, infolge ihrer oft komplizierten Form und ungleichmäßigen Helligkeitsverteilung mit den gleichmäßig hellen kreisförmigen Lichtflecken in ihrer Wirkung nicht gut vergleichbar sind. Bronkhorst zieht aus dieser Schwierigkeit die Folgerung[1]): „An gute Röntgenröhren müssen wir also in erster Linie die Forderung stellen, daß der Brennfleck praktisch anastigmatisch und homogen ist . . .“ Tatsächlich ist diese Forderung bis heute von der Technik keineswegs erfüllt worden, wie eine Reihe von Brennfleck-Lochkameraaufnahmen moderner Röntgenröhren, die in Abb. 1, s. Tafel II, wiedergegeben ist, beweist[2]). Die Bronkhorstsche Forderung ist auch grundsätzlich unberechtigt. Denn maßgebend für die Brennfleckgestaltung kann nur der Wunsch sein, möglichst aufschlußreiche Röntgenbilder herzustellen, nicht aber der Wunsch, sich irgendeinem Prüfungsverfahren anzupassen. Umgekehrt hat sich vielmehr die Prüfmethode nach dem in der Praxis vorliegenden Röhrenmaterial zu richten. Ferner erfüllt das Drahtnetzfokometerverfahren die Chantrainesche Forderung nach zahlenmäßiger Angabe der Schärfeleistung des Fokus nur in recht unvollkommener Weise. Denn die Einreihung in eine grobe Skala von Normalfokussen kann dem Praktiker nur sehr mittelbar eine Antwort auf die Frage geben, ob mit seiner Röhre in einem bestimmten Falle die Erkennbarkeit bestimmter Einzelheiten zu erwarten ist oder nicht.

In dieser Arbeit wird daher ein anderer Weg eingeschlagen, indem als Gegenstand der Messung sogleich eine Größe eingeführt wird, welche die Schärfeleistung der Röntgenröhre zahlenmäßig erfaßt. Diese Größe wird als „Trennbreite T“ bezeichnet. Unter der Trennbreite T

1) Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **50** (Beiheft), 7, 1934.

2) L. G. Heilbron, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **29**, 297, 1922.

3) Willem Bronkhorst, Kontrast und Schärfe im Röntgenbilde, S. 61 ff., Leipzig 1927. In diesem Buche auch weitere historische Literatur.

1) a. a. O., S. 99.

2) Die Aufnahmen sind in verschiedenen Maßstäben vergrößert, da hier nicht die Größe, sondern die Struktur der Brennflecke zur Anschauung gebracht werden soll.

wird im folgenden der Mindestzwischenraum verstanden, den zwei kleine darzustellende Objekte aufweisen müssen, damit sie im Röntgenbilde getrennt erscheinen.

Hier seien einige allgemeine Bemerkungen eingeschaltet. Da die Theorie der Röntgenabbildung der elementaren Geometrie angehört und keinerlei grundsätzliche Schwierigkeiten bietet, könnte man meinen, es müsse genügen, daß man sich mit Hilfe von Lochkameraaufnahmen über die Form und Größe des Brennflecks Auskunft verschaffe, woraus dann alles übrige nach den Gesetzen der Projektion zwangsläufig folge. Das ist theoretisch richtig. Praktisch liegen die Dinge aber, wie schon oben erwähnt wurde, so, daß die meisten Brennflecke höchst komplizierte Gebilde sind (vgl. Abb. 1). Der Brennfleck ist meist als ein System aus einer ganzen Anzahl nebeneinander liegender kleiner Strahlenzentren verschiedener Helligkeit aufzufassen. Jedes von diesen Zentren liefert ein eigenes Schattenbild für sich. Alle diese verschieden starken und auch sonst in ihrer Qualität etwas voneinander abweichenden Schattenbilder sind ein wenig gegeneinander verschoben und überlagern sich zu einem Gesamtbilde, welches als solches zur Diagnose verwandt wird. Es ist somit keineswegs einfach, sich auf Grund der Anschauung eines komplizierten Lochkamerabildes von einem Brennfleck die Eigenschaften des in einem bestimmten praktischen Falle entstehenden Überlagerungsbildes zu konstruieren. Es kommt hinzu, daß das Aussehen einer Brennfleckaufnahme weitgehend durch die Aufnahmetechnik beeinflußt wird. Bei kurzzeitiger Belichtung oder knapper Entwicklung erscheint der Brennfleck oft wesentlich anders als bei längerer Belichtung und gründlicher Durchentwicklung. Es sei vorausgeschickt, daß das hier vorgeschlagene Verfahren durch die photographische Technik nicht erheblich beeinflußt wird.

Mit einer Anzahl verschiedenartiger Röntgenröhren und mit mancherlei verschieden gestalteten Testobjekten wurden zahlreiche Vorversuche ausgeführt, die gewisse einfache Zusammenhänge erkennen ließen, auf Grund deren dann das nunmehr zu beschreibende Prüfverfahren gewählt wurde.

Als bestgeeignete Testobjekte erwiesen sich schmale, dünne Bändchen aus Platin. Legt man zwei solcher Bändchen von der Breite B unter dem spitzen Winkel ω schräg übereinander, so entsteht ein Gebilde vom Aussehen der Abb. 2. Beide Bändchen überdecken sich in einer rautenförmigen Fläche mit den Diagonalen $D = B/\cos\frac{\omega}{2}$ und $K = B/\sin\frac{\omega}{2}$. Oberhalb und unterhalb dieses Überdeckungsgebietes stellen die Bändchen zwei Objekte der Breite D vor, deren Zwischenraum mit wachsender Entfernung vom Mittelpunkt M immer größer wird. Macht man von dem Bändchenkreuz eine Röntgenaufnahme

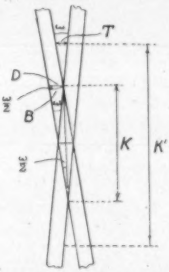


Abb. 2. Bändchenkreuz.

bei einem Fokusfilmabstand a und einem Objektfilmabstand b, so ergibt sich eine Vergrößerung im Verhältnis $a/(a-b)$. Auf dem Röntgenbilde erscheinen also bei idealer Zeichenschärfe beide Bändchen auf einer Länge

$$L = K \cdot \frac{a}{(a-b)} = \left(\frac{B}{\sin\frac{\omega}{2}}\right) \cdot \frac{a}{(a-b)}$$

ungetrennt. Wenn aber die Röhre nicht ideal scharf zeichnet, so wird der Bändchenschatten verbreitert (vgl. Abb. 3 die gestrichelte Kontur).

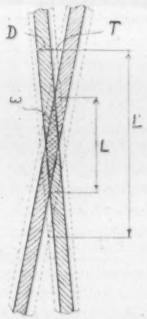


Abb. 3. Röntgenbild (schematisch).

Infolgedessen erhält man eine größere Überdeckungslänge $L' = a/(a-b) \cdot K'$. Die Bändchen sind also scheinbar bereits nicht mehr getrennt an Stellen, die voneinander den Abstand K' besitzen. In Wahrheit liegt jedoch an diesen Stellen zwischen beiden Bändchen ein Zwischenraum T, welcher aus der Beziehung

$$(T + D)/K' = \operatorname{tg}\frac{\omega}{2}$$

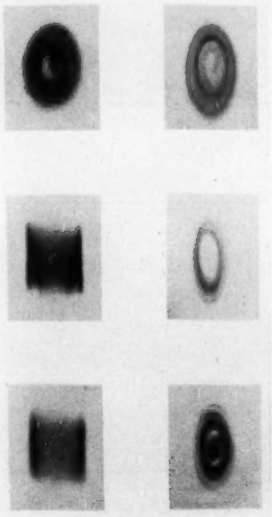


Abb. 1. Lochkamerabilder.

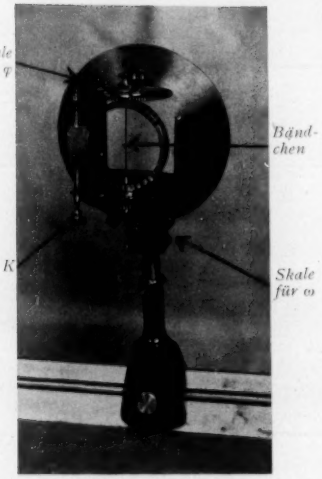


Abb. 4. Trennbreitenmesser.

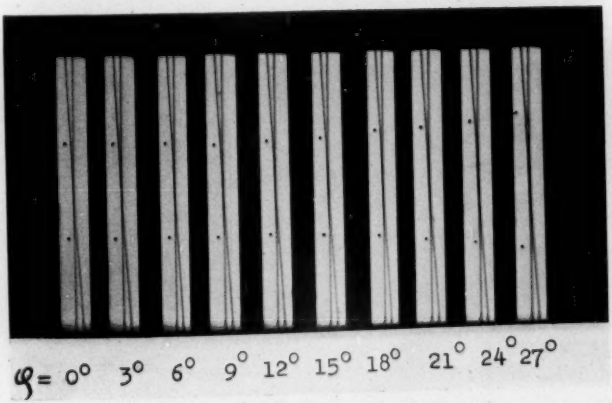


Abb. 8. Beispiel einer Trennbreitenbestimmung.

leicht zu berechnen ist (vgl. Abb. 2 und 3).

$$T = K' \cdot \operatorname{tg}\frac{\omega}{2} - D = K' \cdot \operatorname{tg}\frac{\omega}{2} - \frac{B}{\cos\frac{\omega}{2}}$$

$$= \left[\frac{(a-b)}{a}\right] \cdot L' \cdot \operatorname{tg}\frac{\omega}{2} - \frac{B}{\cos\frac{\omega}{2}}.$$

T ist in diesem Falle die gesuchte Trennbreite, nämlich der kleinste Zwischenraum, den die Platinbändchen aufweisen müssen, damit sie im Röntgenbilde getrennt erscheinen.

Wenn man auf diese Weise durch Messung von L' unter sonst gleichen Versuchsbedingungen, aber mit Bändchen verschiedener Breite B die Trennbreite einer Röntgenröhre ermittelt, so lehrt der praktische Versuch, daß die Trennbreite T mit wachsendem B abnimmt, und zwar in einer Weise, die für verschiedene Röhren annähernd, aber nicht ganz dieselbe ist. Will man also die Röntgenröhre durch die Trennbreite charakterisieren, so muß man T für eine Anzahl verschiedener Werte von B ermitteln. Man müßte also einen ganzen Satz von Bändchenkreuzen vorrätig halten. Diese Notwendigkeit läßt sich mit Hilfe eines kleinen Apparates, wie er in Abb. 4, s. Tafel II, dargestellt ist und nunmehr beschrieben werden soll, umgehen. Man sieht hier in einem Messingring montiert ein 60 mm langes Platinbändchen von der unter dem Meßmikroskop genau bestimmten Breite $B = 1{,}16_3$ mm und der Stärke $S = 0{,}05$ mm. Die Endstücke, welche das Bändchen oben und unten fassen, sind in dem Messingring drehbar. Sie tragen zwei in einen gemeinsamen Trieb eingreifende gleiche Zahnräder, die somit durch Betätigung des

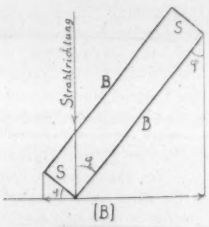


Abb. 5. Abhängigkeit der wirksamen Breite von der Bändchenstellung.

Drehköpfchens bei K genau in der gleichen Weise um einen beliebigen auf einer Skala einzustellenden Winkel φ bewegt werden können. Hierdurch wird eine Torsion des Bändchens vermieden. Es ist somit möglich, die schattengebende „wirksame" Breite $[B]$ des Probebändchens zwischen den Grenzen 0,05 mm und $1{,}16_3$ mm beliebig einzustellen, indem der Faden entweder hochkant ($\varphi = 0$) oder um einen Winkel φ zwischen 0° und 90° gedreht in den Strahlengang gebracht wird. Aus der Abb. 5 ist abzulesen:

$$[B] = S \cdot \cos\varphi + B \cdot \sin\varphi,$$

wo $[B]$ die wirksame Breite bedeutet.

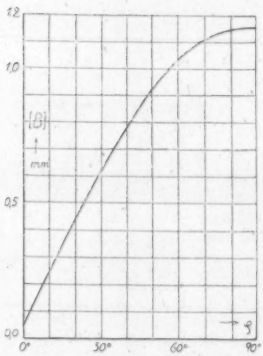


Abb. 6. $[B]$ als Funktion von φ.

In der Abb. 6 ist $[B]$ als Funktion von φ graphisch dargestellt. Man hat also mit nur einem Probebändchen einen gewissen Bereich verschiedener wirksamer Breiten zur Verfügung.

Nun lassen sich zwei solcher beweglichen Bändchen nicht wohl zu einem Kreuz zusammenfügen. Es tut aber nahezu den gleichen Dienst, wenn man an Stelle des Kreuzes das einfache Bändchen zweimal übereinander auf den gleichen Film aufnimmt und dabei beim zweiten Male die Lage des Bändchens ein wenig verändert, so daß als Ergebnis auf dem Film wiederum ein Kreuz erscheint. Der in der Abb. 4 dargestellte Apparat bietet auch dazu die Möglichkeit, indem das ganze Gestell, welches das Bändchen trägt, auf einer Grundplatte P befestigt ist, die um den Zentralstrahl des Röntgenbündels als Achse um einen kleinen, durch zwei Anschläge zu fixierenden Winkel ω gedreht werden kann. ω wird auf einer kleinen Skala abgelesen. Als passende Größe für ω erwies sich ein Winkel von 3°. Natürlich besitzt ein durch eine solche Doppelaufnahme entstandener Kreuzschatten nur etwa den halben Kontrast gegen den Untergrund wie eine Einzelaufnahme eines wirklichen Kreuzes. Es kommt aber für den hier vorliegenden Zweck zunächst nur auf das Geometrische, nicht aber auf die Kontraste an.

Hier sei eine Überlegung darüber eingeschaltet, wie sich das beschriebene Verfahren bei einem im Bronkhorstschen Sinne idealen Fokus, also einem homogen belegten kreisförmigen Strahlenzentrum, auswirken würde. Es sei F der Durchmesser des idealen kreisförmigen

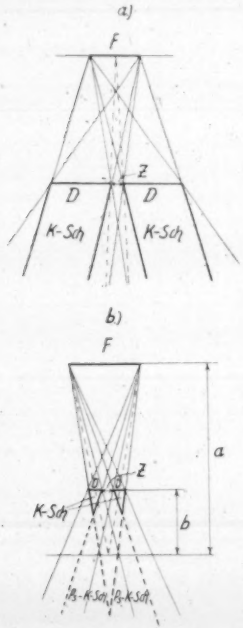


Abb. 7. Schattenschema.

Fokus und $[B]$ die wirksame Breite der Probebändchen. a und b seien wieder wie oben Fokusfilmabstand und Objektfilmabstand. Dann sind, wenn entsprechend S. 124 $D = [B]/\cos\frac{\omega}{2}$ ist, folgende beiden Fälle möglich:

1. $D > F$ (vgl. Abb. 7a). Die Bändchen werfen Kernschatten — in der Abbildung verstärkt gezeichnet —, die für alle Fälle von a und b voneinander getrennt sind. Zwischen den Kernschatten befindet sich in genügendem Abstande vom Objekt ($b : a = Z : F$) ein Gebiet, in welchem sich die Halbschattensäume überlagern. Doch wird auch im Überlagerungsgebiet die Schattenintensität niemals gleich der der Kernschatten, da die Mittellinien der inneren Halbschattensäume — in der Abbildung gestrichelt — auseinanderstreben. Dieser Fall liefert also stets getrennte Schatten und eignet sich daher nicht zur Trennbreitenbestimmung.
2. $F > D$ (vgl. Abb. 7b). In diesem Falle nehmen die Kernschatten mit zunehmender Entfernung vom Objekt immer mehr an Breite ab. Sobald $b = a \cdot (D/F)$ geworden ist, hört der Kernschatten ganz auf und an seine Stelle tritt eine teilweise Überlagerung der Halbschattensäume zu einem Pseudokernschatten — in der Abbildung verstärkt gestrichelt —, der rechts und links je von einem nach außen zu abklingenden Halbschattensaum begleitet wird. Diese letztgenannten Halbschattensäume überlagern sich in dem Zwischengebiet zwischen den Pseudokernschatten. Für den Fall, daß $(D + Z) < F$ ist, streben die Mittellinien der Halbschattensäume — in der Abbildung dünn gestrichelt — aufeinander zu und treffen schließlich zusammen, sobald $b : a = (D + Z) : F$ wird. In diesem Falle hat der Überlagerungsschatten in dem Zwischenraum die gleiche Stärke wie die benachbarten Pseudokernschatten. Es ist also dazwischen keine Aufhellung mehr erkennbar, d. h. die Schatten der beiden Bändchen erscheinen nicht mehr als voneinander getrennt. Jetzt ist also Z mit der Trennbreite T identisch und wir erhalten die Bedingung

$$b : a = (D + T) : F$$

oder

$$\boldsymbol{T = F \cdot \left(\frac{b}{a}\right) - D.} \qquad (1)$$

Damit T positiv wird, muß $(b/a) \cdot F > D$ sein. Anderenfalls gelangt man in den Bereich der Kernschatten, die stets voneinander getrennt erscheinen. Faßt man D als unabhängige, T als abhängige Variable auf, so stellt die Gleichung (1) eine Gerade dar, welche von beiden Koordinatenachsen das Stück $F \cdot b/a$ abschneidet und somit gegen die Achsenrichtung einen Winkel von 45° bildet. Gemäß dieser Gleichung ist also in dem erörterten Idealfalle eines homogenen kreisförmigen Fokus die Trennbreite T nur von einer einzigen die Röhre völlig charakterisierenden Größe, nämlich der Fokusbreite F abhängig. Wie man auch die Werte a, b und D wählt, immer würde sich aus der Messung von T derselbe Wert F ergeben. In der Praxis, wo wir es nicht mit einem solchen einfachen Idealfokus zu tun haben, sondern mit dem Überlagerungsergebnis eines mehr oder weniger komplizierten Systems von Teilfokussen, finden wir ein Verhalten, das hiervon ein wenig abweicht. Abb. 8, s. Tafel II, zeigt das Beispiel einer Trennbreitenbestimmung unter folgenden Versuchsbedingungen: $a = 200$ cm, $b = 20$ cm.

Die Aufnahme ist also gegenüber der Wirklichkeit im Verhältnis 200/180 vergrößert. Das Platinbändchen wurde aus der Hochkantstellung $\varphi = 0°$ in Stufen von je 3° bis zu $\varphi = 27°$ verdreht, so daß also wirksame Objektbreiten $[B]$ von 0,05 mm bis 0,57 mm zur Anwendung kamen (vgl. Abb. 5). Die Röhre wurde mit 50 kV bei 5 mA betrieben. Die Belichtungszeit betrug zweimal 10 Sekunden, so daß also die Schwärzung des Hintergrundes – in dem hier wiedergegebenen Abzug weiß – einer Gesamtbelichtungszeit von 20 Sekunden entsprach. Der Film war ein doppelt begossener sog. Laue-Film der Agfa.

Die unten folgende Tabelle zeigt die Auswertung der Aufnahme. Die Werte für L' wurden durch Anlegen eines mm-Maßstabes unter Zuhilfenahme einer schwach vergrößernden Lupe vor einem Betrachtungskasten mit erleuchtetem Milchglasfenster auf dem Film unmittelbar abgelesen. Die Papierkopie gibt den Eindruck natürlich nur sehr unvollkommen wieder. Die eingezeichneten Pünktchen lassen ungefähr erkennen, von welcher Stelle ab die Bändchen getrennt erscheinen. Aus den abgelesenen Werten für L' wurde dann T nach der Formel

$$T = \frac{a-b}{a} \cdot L' \cdot \operatorname{tg}\frac{\omega}{2} - \frac{[B]}{\cos\frac{\omega}{2}}$$

berechnet. Es ist

$$\cos\frac{\omega}{2} = 0{,}9997, \quad \frac{a-b}{a} \cdot \operatorname{tg}\frac{\omega}{2} = 0{,}02358.$$

Tabelle für die Berechnung von T.

φ	L'	$[B]$	$0{,}02358 \cdot L'$	$\frac{[B]}{\cos\frac{\omega}{2}}$	T
0°	17,5	0,050	0,4125	0,0500	0,3625
3°	17,2	0,110	0,4052	0,1100	0,2952
6°	17,0	0,170	0,4009	0,1700	0,2309
9°	16,0	0,230	0,3772	0,2300	0,1472
12°	15,0	0,290	0,3537	0,2900	0,0627
15°	14,0	0,350	0,3300	0,3500	—
18°	17,0	0,410	0,4008	0,4099	—
21°	21,0	0,465	0,4950	0,4649	—
24°	22,0	0,518	0,5092	0,5179	—
27°	26,0	0,570	0,6130	0,5698	—

Für $\varphi \geqq 15°$ erhält man bereits negative Werte von T, welche aus den auf S. 126 erörterten Gründen ohne Bedeutung sind. Trägt man die Werte von T in Abhängigkeit von D als Koordinaten auf, so ergibt sich die Abb. 9.

Wie man sieht, erhält man in der Tat eine Gerade, welche qualitativ ähnliche Eigenschaften besitzt, wie sie auf S. 126 für den Fall des idealen Fokus abgeleitet worden waren. Nur zeigt die experimentell gefundene Gerade meist eine etwas von 45° abweichende Neigung gegen die Abszissenachse. Man liest aus der Abbildung ab $\operatorname{tg}\varepsilon = 4{,}3/3{,}6 = 1{,}2$. ε = etwa 50°. T befolgt also wohl ein Gesetz von der Form $T = A - CD$, ebenso wie der Idealfokus, doch ist die Konstante C nicht = 1, sondern hat einen anderen

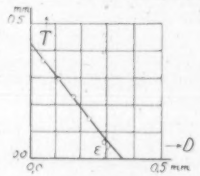


Abb. 9. T als Funktion von D.

Wert. Dies Verhalten beobachtet man bei allen Röntgenröhren der Praxis, und zwar ist $C = \operatorname{tg}\varepsilon$ für verschiedene Röhren etwas verschieden und bildet somit eine zweite Konstante, welche für die Röhre charakteristisch ist. Nun wäre noch zu prüfen, ob der andere Parameter A in der Gleichung $T = A - C \cdot D$ die Form $F \cdot b/a$ besitzt, d. h. ob sich beim Variieren von b/a für den Wert $F = (a/b) \cdot A$ eine Konstante ergibt. Der Versuch zeigt, daß dies wirklich der Fall ist. Bei konstantem Wert von $a = 200$ cm wurde b variiert und jedesmal nach dem oben beschriebenen Verfahren der Verlauf von T als Funktion von D aufgenommen. Das Ergebnis zeigt Abb. 10.

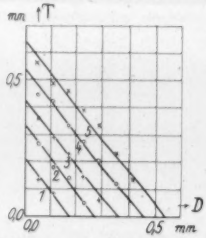


Abb. 10. T als Funktion von D für verschiedene Werte von a/b.

Aus der Abbildung sind die Zahlen der folgenden Tabelle zu entnehmen:

Nr.	b	$\frac{a}{b}$	A	$F = \left(\frac{a}{b}\right) \cdot A$	C
1	10 cm	20,0	0,21	4,2	$1{,}2_3$
2	15 „	13,3	0,33	4,4	$1{,}2_2$
3	20 „	10,0	$0{,}42_5$	$4{,}2_5$	$1{,}2_1$
4	25 „	8,0	$0{,}54_3$	$4{,}3_3$	$1{,}2_7$
5	30 „	6,7	0,65	$4{,}3_3$	$1{,}2_1$
			Mittel	$4{,}3_1$	$1{,}2_3$

Aus der Tabelle ist die annähernde Konstanz sowohl von $F = (a/b) \cdot A$ als auch von C zu ersehen. Diese beiden Konstanten sind also in der Tat für die Röntgenröhre charakteristisch.

Sie genügen aber noch nicht zur vollständigen Charakterisierung der Zeichenschärfe. Vielmehr kommt nun die Frage des Astigmatismus hinzu, die ja bereits in der Bronkhorstschen Forderung berührt wird (vgl. S. 123). Die Röntgenröhren der Praxis zeigen nämlich die Eigenschaft, daß ihre Trennbreite in der Richtung der Röhrenachse eine andere ist als in der dazu senkrechten Richtung. D. h. wenn man bei der Trennbreitenbestimmung die Röhre so aufstellt, daß ihre Achse mit der mittleren Bändchenrichtung parallel verläuft, so findet man andere Werte, als wenn die Röhrenachse gegen die Bändchenrichtung einen Winkel α bildet. Die Ursache dieser Erscheinung ist die, daß die wirksame Längsausdehnung des Brennfleckes fast immer kleiner ist als die Breitenausdehnung. Da die Antikathodenvorderfläche der Röntgenröhre immer schräg zur Richtung des Zentralstrahles steht, besitzt dieser Unterschied in der Richtung des Zentralstrahles einen mittleren Wert. In Richtungen nach der Kathode zu ist er geringer, in Richtungen nach der Anode zu größer. In erster Linie interessieren die Verhältnisse in der Umgebung des Zentralstrahles. Hierüber seien einige Versuchsergebnisse mitgeteilt. Während das bisher Berichtete für alle untersuchten Arten von Fokussen, Rundfokusse und Strichfokusse, Geltung hat, zeigt sich nunmehr ein typischer Unterschied zwischen beiden Fokusarten. Diese Verhältnisse werden durch Abb. 11 veranschaulicht. Hier ist gezeigt, wie sich unter bestimmten Bedingungen ($a/b = 10$, $D = 0{,}25$; $0{,}15$; $0{,}05$ mm) die Trennbreite T ändert, wenn der Winkel α, welchen die Richtung der Röhrenachse mit der mittleren Richtung der Probebändchen bildet, verändert wird. $\alpha = 0°$ bedeutet also, daß die Röhrenachse zur mittleren Bändchenrichtung parallel, $\alpha = 90°$, daß sie dazu senkrecht gestellt war. Wie man sieht, ergeben sich, wenn man sich die Quadranten der Zeichnung zum vollen Bilde ergänzt denkt, beim Rundfokus lemniskatenartige Figuren, beim Strichfokus dagegen

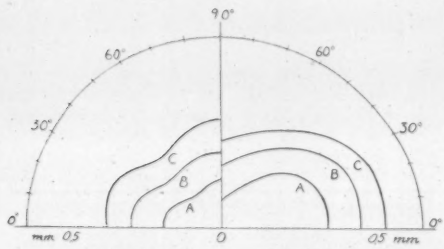


Abb. 11. Astigmatismus. T in Abhängigkeit vom Winkel α zwischen der Richtung der Röhrenachse und der Probebändchen.

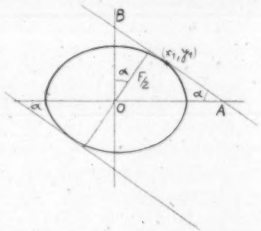


Abb. 12. Wirksame Breite des Ellipsenfokus.

ähnelt die Figur ganz grob gesehen eher einer auf die Spitze gestellten Raute. Man könnte zunächst über dieses Ergebnis überrascht sein, da man doch erwarten möchte, daß die Trennbreite in einfachem Zusammenhang mit dem Durchmesser des Fokus, wie ihn die theoretische Gleichung $T = F \cdot b/a - D$ darstellt, stehen müßte. Man könnte also vermuten, daß sich bei einem elliptisch gestalteten Brennfleck, wie er ja bei den Rundfokussen wirksam wird, im Polardiagramm auch eine Art Ellipse auftreten müßte. Dies ist aber nicht der Fall. Maßgebend ist nämlich nicht der Durchmesser des Fokus, sondern vielmehr die Breite, unter welcher er bei Drehung um einen Winkel α erscheint. Diese Breite ist offenbar der Abstand zwei paralleler Tangenten, welche mit der X-Achse den Winkel α bilden (vgl. Abb. 12).

Die Gleichung der Ellipse möge lauten:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1.$$

Dann lautet die Gleichung der Tangente im Punkte $(x_1 y_1)$:

$$x \cdot \frac{x_1}{a^2} + y \cdot \frac{y_1}{b^2} = 1.$$

Dies ist die Gleichung einer Geraden, welche auf den Achsen die Stücke $OA = a^2/x_1$ und $OB = b^2/y_1$ abschneidet. Nennen wir den Abstand der Geraden vom Koordinatenmittelpunkt F_2, so gelten die Gleichungen:

$$\sin\alpha = \frac{(F \cdot x_1)}{(2a^2)} \quad \text{und} \quad \cos\alpha = \frac{(F \cdot y_1)}{(2b^2)}$$

$$a^2 \cdot \sin^2\alpha = \frac{(F^2 \cdot x_1^2)}{(4a^2)} \quad \text{und} \quad b^2 \cdot \cos^2\alpha = \frac{(F^2 \cdot y_1^2)}{(4b^2)}.$$

Die Addition der beiden letzten Gleichungen ergibt:

$$a^2 \cdot \sin^2 \alpha + b^2 \cdot \cos^2 \alpha = \frac{F^2}{4} \cdot \left(\frac{x_1^2}{a^2} + \frac{y_1^2}{b^2} \right).$$

Da $x_1 y_1$ ein Punkt der Ellipse ist, so gilt für ihn die Gleichung der Ellipse: $x_1^2/a^2 + y_1^2/b^2 = 1$.

Es wird also:

$$F = 2 \sqrt{a^2 \cdot \sin^2 \alpha + b^2 \cdot \cos^2 \alpha}.$$

Faßt man F als Polabstand und α als Winkelkoordinate eines Polardiagramms auf, so stellt diese Gleichung in der Tat eine im Aussehen lemniskatenähnliche Kurve vor.

Ähnliche Überlegungen machen die Verhältnisse beim Goetze-Fokus anschaulich. Wie die Brennfleckbilder von Abb. 1 zeigen, stellt sich der Goetze-Fokus nicht etwa als eine gleichmäßig geschwärzte, ungefähr quadratische Fläche dar. Vielmehr emittieren zwei parallele Streifen am Rande besonders stark. Der Brennfleck ähnelt also dem in Abb. 13 dargestellten

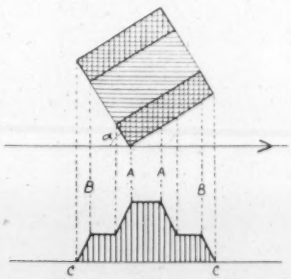


Abb. 13. Schema des Goetze-Fokus.

Schema. Für das einfach schraffierte Gebiet möge die Flächenhelligkeit zu 1, für das kreuzweis schraffierte zu 2 angenommen werden. Dann ist für die Trennbreite in der Pfeilrichtung die Verteilung der Flächenhelligkeit maßgebend, wie sie sich auf eine zur Pfeilrichtung parallele Gerade projiziert. Die gebrochene Linie CC veranschaulicht diese Helligkeitsverteilung für den Fall, daß die Röhre um den Winkel α geschwenkt ist. Man sieht, daß in diesem Falle der Fokus aufgefaßt werden kann als eine Superposition aus zwei Teilen, nämlich einem weniger hellen Teil mit der größeren Breite BB und einem doppelt so hellen mit der geringeren Breite AA. Für den Winkel $\alpha = 45°$ würde der breite Teil BB seine größte und der schmale Teil AA seine geringste Ausdehnung haben. Da nun für die Trennbreite unter Umständen der schmale intensive Teil ausschlaggebend ist, so ist leicht einzusehen, daß die Trennbreite für $\alpha = 45°$ ein Minimum aufweisen kann, wie es tatsächlich beobachtet wird. Das Beispiel des Goetze-Fokus illustriert zugleich, wie das beschriebene Verfahren auch bei komplizierter Struktur des Brennflecks doch zu einem einfachen Ergebnis führt. Zusammenfassend ist über den Astigmatismus folgendes zu sagen: Es genügt im allgemeinen, die beiden für den Verlauf der Trennbreite charakteristischen Konstanten F und C für die beiden Hauptröhrenstellungen $\alpha = 0°$, $\alpha = 90°$ zu ermitteln, dann ergibt sich daraus die Konstante F_α für die Zwischenlagen bei Rundfokussen nach der Formel

$$F_\alpha = \sqrt{F_0^2 \cdot \sin^2 \alpha + F_{90}^2 \cdot \cos^2 \alpha},$$

wo F_α, F_0 und F_{90} die betreffenden Konstanten für die Winkel α, 0° und 90° sind. Bei Goetze-Fokussen dagegen unterscheiden sich F_0 und F_{90} meist nicht erheblich. F_α ist aber meist etwas kleiner als F_0. Es erreicht seinen kleinsten Wert mit etwa $F_0/2$ in der Gegend von $\alpha = 45°$.

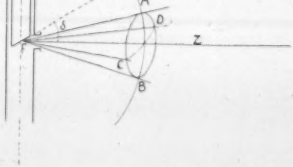


Abb. 14. Strahlenkegel.

Durch das Bisherige ist die Charakterisierung der Trennbreite für den Zentralstrahl hinreichend vollständig gegeben. Es bleibt nun noch übrig, zu untersuchen, wie sich die Röhren außerhalb des Zentralstrahles verhalten. Dies läßt sich in den wesentlichen Zügen auf Grund einer Betrachtung der Projektionsverhältnisse übersehen (vgl. Abb. 14). Betrachten wir zunächst die beiden Hauptschnitte des Strahlenkegels, nämlich (AB) parallel zur Röhrenachse und (CD) senkrecht zur Röhrenachse. Dann ist ohne weiteres klar, daß ein Abweichen vom Zentralstrahl längs der Linie (AB) für den Fall $\alpha = 0°$, wo das Probebändchen zur Röhrenachse parallel steht, keinen erheblichen Einfluß auf die Trennbreite haben wird, da ja für diesen Fall

die Brennfleckdimensionen senkrecht zur Zeichenebene der Abb. 14 maßgebend sind, deren Projektion sich bei der Bewegung der Linie (AB) nicht ändert. Ähnlich hat ein Abweichen längs der Linie (CD) keine Veränderung der Trennbreite für den Fall $\alpha = 90°$ im Gefolge, da ja ein solches Fortschreiten die Projektion der parallel zur Zeichenebene liegenden Brennfleckdimensionen nicht berührt. Dagegen muß sich für den Fall $\alpha = 0°$ die Trennbreite längs der Linie (CD) verändern, da ja die maßgebenden Brennfleckdimensionen in einer Blickrichtung, welche vom Zentralstrahl um einen Winkel γ abweicht, im Verhältnis $\cos\gamma$ verkürzt erscheinen. Aus Abb. 15 liest man ab:

$$(F_0)_\gamma = F_0 \cdot \cos\gamma .$$

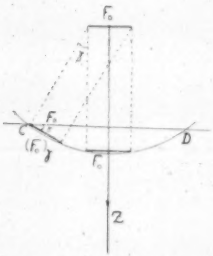


Abb. 15. Änderung von F_0 in der Äquatorebene.

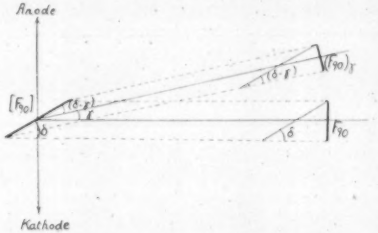


Abb. 16. Änderung von F_{90} in der Meridianebene.

Ebenso muß für den Fall $\alpha = 90°$ längs der Richtung (AB) eine Veränderung der Trennbreite auftreten, da ja, wie aus Abb. 16 abzulesen ist, die maßgebende Projektion $(F_{90})_\gamma$ von dem Winkel γ, durch welchen die Abweichung vom Zentralstrahl gegeben ist, abhängig ist. Die Situation ist hier aber noch etwas komplizierter als in der Äquatorebene, da hier auch noch der Winkel δ, unter welchem die Anode abgeschrägt ist, einen wesentlichen Einfluß hat. Rechnet man den Winkel γ bei Abweichung in der Richtung nach der Anode zu als positiv, nach der Kathode zu aber als negativ, so erkennt man aus der Abb. 16, daß für die maßgebende Projektion $(F_{90})_\gamma$ der Winkel $(\delta - \gamma)$ ausschlaggebend ist. Ist F_{90} der für den Zentralstrahl geltende Wert, so ist die entsprechende wahre Ausdehnung des Fokus $[F_{90}] = F_{90}/\sin\delta$ und die Projektion unter dem Winkel γ $(F_{90})_\gamma = [F_{90}] \cdot \sin(\delta - \gamma)$. Hieraus folgt:

$$(F_{90})_\gamma = F_{90} \cdot \frac{\sin(\delta - \gamma)}{\sin\delta} .$$

Aus dieser Gleichung ist zu ersehen, daß die Trennbreite in diesem Falle nicht ihren größten Wert im Zentralstrahl besitzt wie im Falle der Äquatorebene. Vielmehr vergrößert sich die Trennbreite beim Abweichen aus dem Zentralstrahl nach der Kathode zu. Hinsichtlich der anderen für die Röhre charakteristischen Größe C lehrt der Versuch, daß C_0 und C_{90} meist nicht sehr stark voneinander verschieden sind. Man wird also praktisch damit auskommen, für C bei der gleichen Röhre immer den gleichen Wert einzusetzen. Wenn es nötig ist, z. B. bei Goetzefokussen, muß der Wert von C für verschiedene Werte von α und γ besonders experimentell bestimmt werden. Wir haben also nun eine vollständige Übersicht über diejenigen Faktoren, welche man kennen muß, um die Trennbreite einer Röntgenröhre praktisch ausreichend zu beurteilen. Es sind dies einmal die vier Konstanten F_0, F_{90}, C_0, C_{90}. Ferner der Winkel δ, unter welchem die Antikathode abgeschrägt ist, und schließlich eine Angabe darüber, ob es sich um einen elliptischen oder um einen Strichfokus handelt.

Ein Beispiel möge erläutern, wie man die genannten Angaben auszuwerten hat, um die Bedingungen für eine Röntgenaufnahme zweckmäßig zu wählen. Es stehe eine Röntgenröhre mit elliptischem Fokus und folgenden Daten zur Verfügung:

$$F_0 = 6{,}6, \quad C_0 = 1{,}20$$
$$F_{90} = 4{,}3, \quad C_{90} = 1{,}23, \; \delta = 40^0.$$

Aufzunehmen sei ein Objekt, in welchem Einzelteilchen von der Breite 0,3 mm, die voneinander 0,2 mm entfernt sind, vorkommen und als getrennt erkennbar sein sollen. Ferner sei angenommen, daß diese Einzelheiten von der Körperoberfläche 10 cm entfernt seien, so daß b nicht unter 10 cm gewählt werden kann. Damit die Trennung im Gebiete des Zentralstrahles unter allen Umständen erreicht wird, muß unter den ungünstigsten Bedingungen hinsichtlich der Orientierung der Röhre zum Objekt, d. i. für den Fall, daß die Verbindungslinie zweier voneinander zu trennender Einzelheiten senkrecht

zur Röhrenachse steht, die Trennbreite T für $D = 0{,}3$ mm kleiner als 0,2 mm werden. Es muß also die Bedingung erfüllt sein:

$$T = F_0 \cdot \frac{b}{a} - C_0 \cdot D \leqq 0{,}2,$$

wo für b der Wert 10 cm und im übrigen die oben angeführten Zahlen einzusetzen sind. Also $6{,}6 \cdot 10/a - 1{,}20 \cdot 0{,}3 \leqq 0{,}2$. Dies nach a aufgelöst, ergibt $a \geqq 128$ cm. D. h. die Aufnahme muß mit einem Mindestabstand Fokus-Film von 128 cm ausgeführt werden. Da nun jede Röntgenröhre eine begrenzte Belastbarkeit und Dosisleistung besitzt, so kann bei bewegten Objekten die bei einem so großen Fokus-Filmabstande erforderliche Belichtungszeit unter Umständen unerwünscht lang werden. Ist es aber nicht erforderlich, an beliebiger Stelle des Strahlenfeldes und unter beliebiger Orientierung der trennenden Einzelheiten die Trennung zu erreichen, genügt vielmehr die Trennung nur an einer eng umschriebenen Stelle, die auch am Rande des Strahlenfeldes liegen kann, so kann man den Mindest-Fokus-Filmabstand und damit die Belichtungszeit bedeutend herabsetzen, indem man einmal die Röhre gegen das Objekt so einstellt, daß die Verbindungslinie der zu trennenden Objekte parallel zur Röhrenachse liegt und dann noch die Röhre gegen die Filmebene um den Winkel γ nach vorn neigt. In diesem Falle sind nämlich an Stelle der Werte F_0 und C_0 die Werte $F_{90} \cdot \sin(\delta - \gamma)/\sin\delta$ und C_{90} einzusetzen. Die für a zu erfüllende Bedingung lautet also dann:

$$4{,}3 \cdot \left[\frac{\sin(40^0 - \gamma)}{\sin 40^0}\right] \cdot \frac{10}{a} - 1{,}23 \cdot 0{,}3 \leqq 0{,}2.$$

Setzt man hier z. B. $\gamma = 15°$, so ergibt sich hieraus für a die Bedingung $a \geqq 51$ cm. Da die Belichtungszeiten sich umgekehrt wie die Quadrate der Entfernungen verhalten, ergibt sich so eine Verkürzung der Belichtungszeit gegen den oben berechneten Fall von $(51/128)^2 = 0{,}16$, also auf etwa den 6. Teil.

Die vorstehenden Mitteilungen beschränken sich bewußt auf rein geometrische Eigenschaften des Röntgenbildes und lassen die Schattenintensität völlig außer Betracht, obgleich natürlich die Kontraste für die Erkennbarkeit von Einzelheiten ebenso wichtig sind wie die Zeichenschärfe und obgleich ferner die Kontraste durch rein geometrische Eigenschaften des Brennflecks und der Versuchsanordnung sehr wohl mit beeinflußt werden. Da aber für die Erzeugung der Kontraste außerdem die Härte und Homogenität der Strahlung eine ganz wesentliche Rolle spielt, und da diese Frage mit anderen als den hier behandelten Methoden untersucht werden muß, so soll die Erörterung über diese Dinge einer späteren Mitteilung vorbehalten werden.

Für die Durchführung der Versuche stellten die Firmen Siemens-Reiniger-Werke A.G., C. H. F. Müller A.G. und Radiologie A.G. in freundlicher Weise Röntgenröhren verschiedener Art zur Verfügung, wofür den Firmen hiermit herzlichst gedankt sei. Die modernen Drehanodenröhren konnten in Ermangelung eines geeigneten Röntgenapparates für diese Hochleistungsröhren einstweilen nicht in den Kreis der Versuche einbezogen werden. Doch wird dies nachgeholt werden.

Zusammenfassung.

Eine für die quantitative Beurteilung der Zeichenschärfe von Röntgenröhren geeignete Größe ist die „Trennbreite" einer Röntgenröhre. Hierunter wird der Mindestzwischenraum verstanden, welchen zwei kleine Objekte von der Breite D haben müssen, um im Röntgenbilde getrennt zu erscheinen. Die Trennbreite T ist abhängig von der Breite D der zu trennenden Objekte, vom Fokus-Filmabstand a, vom Objekt-Filmabstand b und von zwei für die Röntgenröhre charakteristischen Konstanten F und C nach der Formel:

$$T = F \cdot \frac{b}{a} - C \cdot D.$$

Eine Methode zur experimentellen Bestimmung von F und C wird beschrieben. Es wird ferner untersucht, in welcher Weise die Trennbreite durch die Orientierung der Röhrenachse gegen die Trennrichtung beeinflußt wird und wie sie sich für verschiedene Gegenden des Strahlenfeldes ändert.

Berlin-Charlottenburg, Dezember 1934.

(Eingegangen 20. Dezember 1934.)

Über Detektoren.

Von Heinrich Geismann.

I. Einleitung.

Nach Schottky ist Bedingung für das Auftreten der unipolaren Leitfähigkeit am Cu_2O die Bedeckung der Oberfläche mit einer Schicht von sehr großem Widerstand, der sog. Sperrschicht. Zu dem gleichen Ergebnis gelangten Siemens und Demberg[1]) durch den Nachweis, daß fast der gesamte Spannungsabfall beim PbS zwischen der Spitze und der Bleisulfidoberfläche stattfindet. Über die chemische Natur dieser Sperrschicht sind sehr viele, zum Teil sich widersprechende Hypothesen aufgestellt worden, auch haben Experimente der verschiedensten Forscher nicht zu eindeutigen Ergebnissen geführt. Eine einwandfreie Entscheidung brachte erst Heineck[2]) durch seine Versuche mit Bleisulfid. Dasselbe aus mehrfach umkristallisiertem $Pb(NO_3)_2$ und H_2S gewonnen und durch zweimalige fraktionierte Destiliation im Vakuum gereinigt, enthielt sicher kaum eine Spur fremder Stoffe. Wurde die Oberfläche dieses Präparates im Vakuum entfernt, so verschwand die unipolare Leitfähigkeit. Die trockenen Gase H_2, O_2, N_2, CO_2 riefen an diesem PbS eine ganz schwache Detektorwirkung hervor, die im Vakuum aber wieder verschwand. Dagegen bewirkten die Dämpfe von Azeton, Benzol, Methanol und Wasser das Auftreten einer starken Sperrwirkung, die im Vakuum zurückging und bei Wasser ganz verschwand. Durch die Versuche ist bewiesen, daß die Sperrschicht aus einer nichtleitenden Fremdschicht besteht. Die chemische Natur dieser Schicht scheint ohne Einfluß zu sein.

Es war der Zweck der nachfolgenden Arbeit, die im wesentlichen den Inhalt der bei der naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Münster von mir eingereichten Dissertation enthält, durch weitere Versuche das Detektorproblem zu klären.

II. Versuchsanordnung.

Für die Versuche im Vakuum habe ich die Detektorzelle von Heineck benutzt. Ich verweise wegen der Beschreibung und Handhabung der Apparatur, Reinigen und Einführen der zum Aufbau der Sperrschicht dienenden Gase und Dämpfe auf dessen Abhandlung. Von der ebendort beschriebenen Art, die gleichgerichteten Ströme zu beobachten, bin ich aber abgegangen, da man den Einwand erheben kann, daß das Ohr ein zu subjektiver Beobachter ist. Dazu kommt, daß die von Heineck benutzten Energien gering waren. Dieser Umstand kann aber aus folgendem Grunde die Ergebnisse fälschen; aus der Gleichstromcharakteristik ist bekannt, daß bei kleinen angelegten EMK. die Stromstärken in beiden Richtungen nahezu gleich sind. Erst bei größeren EMK. tritt, wenn überhaupt, Detektorwirkung auf. Es erschien daher möglich, daß auch bei Wechselströmen erst die Gleichrichtung bei größeren Energien ausgeprägt sein würde. Aus diesen Gründen habe ich an Stelle des Ortssenders eine eigene Sendeanlage benutzt. Die Wellenlänge konnte nach Belieben geändert werden, um den jeweils gewünschten Frequenzbereich von etwa 10000 kHz bis 100 kHz einschalten zu können. Die Sendeleistung konnte bis zu etwa 10 W gesteigert werden. Mit dem Schwingungskreis des Senders ließ sich die Selbstinduktion des Empfängers nach Belieben enger oder weniger eng koppeln, so daß größere oder kleinere Energien am Detektor wirksam waren. Die durch den Detektor gleichgerichteten Ströme wurden direkt durch ein Galvanometer von der Empfindlichkeit von $3{,}6 \times 10^{-8}$ A/Skt. mit den nötigen Nebenschlüssen gemessen. Die Größe des Ausschlages gab dann ein Maß für die Gleichrichtung.

Bei einer Reihe von Untersuchungen habe ich zur Beobachtung modulierter Schwingungen außerdem noch einen modernen Zweiröhrenverstärker benutzt.

Die Aufnahme der Gleichstromcharakteristiken geschah nach bekannter Weise[1]).

III. Die Sperrschichten am doppelt sublimierten Bleisulfid.

Wie eingangs erwähnt, haben die Ergebnisse der Arbeiten von Schottky, Siemens und Demberg und Heineck sichergestellt, daß es sich bei der Sperrschicht um eine isolierende Oberflächenschicht handelt.

Meine Aufgabe bestand darin, außer den von Heineck untersuchten Dämpfen, wie Wasser, Azeton, Benzol und Methanol, noch andere Stoffe auf ihre Wirksamkeit zu prüfen, um so sicherzustellen, daß, wie schon Heineck vermutet, die chemische Natur der adsorbierten Sperrschicht von untergeordnetem Einfluß auf das Hervorrufen des Detektoreffektes ist. Zu

1) G. Siemens u. W. Demberg, Zeitschr. f. Phys. **67**, 375, 1931.

2) F. Heineck, Naturwiss. **20**, 365, 1932; Physik. Zeitschr. **35**, 113, 1934.

1) Vgl. H. Lücke, Physik. Zeitschr. **28**, 214, 1927.

gleicher Zeit sollte entschieden werden, ob wir es bei dieser Ausbildung der Sperrschicht mit einer reinen Adsorption oder mit einer Chemoadsorption zu tun haben. Im ersten Fall mußte der Vorgang vollkommen reversibel, im zweiten dagegen irreversibel sein. Um die erste Frage zu prüfen, ließ ich trockenen Stickstoff[1]), der durch Hindurchperlen durch Nitrobenzol (D.K. 36; D.P.M. 3,89)[2]), Äther (D.K. 4,8; D.P.M. 1,2), Chloroform (D.K. 5; D.P.M. 0,95) und Pyridin (D.K. 12; D.P.M. 2,1) gesättigt war, auf das vorher durch Schaben unwirksam gemachte *PbS* einwirken. Sofort nach dem Einleiten trat die Detektorwirkung auf, im Laufe der Zeit wurde sie so ausgeprägt, daß diese Detektoren den handelsüblichen mindestens gleichwertig waren. Dies im Verein mit den Versuchen von Heineck beweist, daß die chemische Natur des Stoffes, aus dem die Sperrschicht besteht, ohne Einfluß ist, vorausgesetzt, daß derselbe schlechter leitet als der Halbleiter (*PbS*) und von diesem adsorbiert wird. Ebenfalls sind die Dielektrizitätskonstanten und das Dipolmoment ohne wesentliche Bedeutung für die Wirksamkeit der Sperrschicht.

Die umgekehrte Wirkung, d. h. das Abnehmen der Detektorwirkung beim allmählichen Abbauen der Sperrschicht konnte ebenfalls beobachtet werden. Pumpte man die Zelle aus, so wurde die Gleichrichtung immer schlechter und verschwand schließlich bei allen Substanzen ganz. Beim Wasser geschah dies schnell, da dieses durch das in der Apparatur befindliche P_2O_5 adsorbiert wurde, bei den organischen Substanzen erst nach tagelangem Pumpen. Das erklärt sich daraus, daß sie sich zum Teil im Kitt gelöst hatten und daher nur schwer zu entfernen waren. Ganz leicht gelang dies aber bei allen Substanzen, wenn man während des Auspumpens den Kristall auf etwa 100–150° C erwärmte. Nach kurzer Zeit war die Detektorwirkung verschwunden. Der Vorgang der Ausbildung der Sperrschicht ist also vollkommen reversibel. Dies beweist, daß es sich bei der Ausbildung der Sperrschicht um eine reine Adsorption und nicht um eine Chemoadsorption handelt, was von vornherein wahrscheinlich ist, da Bleisulfid sich mit den genannten Substanzen, wie Benzol usw., nicht umsetzt. Die Versuche bestätigen die bereits von Kallmeyer[3]) auf Grund seiner Experimente ausgesprochene Vermutung, daß die Detektorkontakte unvollkommene Kontakte sind, deren Eigenschaften bedingt sind durch die den Leitern anhaftenden Adsorptionsschichten.

1) Absolut trockener Stickstoff ist unwirksam.
2) D.K. bedeutet Dielektrizitätskonstante und D.P.M. das Dipolmoment multipliziert mit 10^{18}.
3) F. W. Kallmeyer, Ann. d. Phys. **86**, 549, 1928.

Diese Ergebnisse habe ich noch durch einige qualitativ-quantitative Messungen zu erhärten gesucht. Zu dem Zweck ließ ich die Dämpfe der verschiedenen Substanzen jedesmal eine Stunde auf das Bleisulfid einwirken und bestimmte dann mit dem Galvanometer unter gleichen Versuchsbedingungen die Gleichrichterwirkung, d. h. die Stromstärke, an zahlreichen Kristallstellen. Im Mittel erhielt ich die gleichen Werte. Bei den Versuchen mit Äther und Chloroform konnten nur kurze Zeit Beobachtungen gemacht werden, da die Dämpfe die Kittstellen der Zelle zu stark angriffen. Einwandfrei ließ sich aber auch bei diesen Flüssigkeiten feststellen, daß gleich bei Beginn des Einleitens Gleichrichtung eintrat.

Es erhebt sich nun die Frage, aus wieviel Molekülschichten die Sperrschicht besteht. Zu diesem Zweck wurde an vielen Stellen die Durchschlagspannung mit Gleichstrom gemessen. In Fig. 1 sind die Mittelwerte der Durchschlagsspannungen für einen mit Wasserdampf behandelten Kristall in Abhängigkeit von der Zeit des Einwirkens des Wasserdampfes auf den Kristall bei einem Druck von 760 mm *Hg* angegeben.

Aus der Kurve ergibt sich, daß die Durchschlagsspannung und damit die Schichtstärke in der ersten Zeit des Einwirkens sehr schnell steigt. Der Höchstwert wird nach etwa 30 Stunden erreicht. Daß bei meinen Versuchen die Bildung der Sperrschicht so langsam erfolgte, während die Adsorption im allgemeinen augenblicklich erfolgt, erklärt sich aus der Anordnung meiner Versuche. Die Zelle war mit Stickstoff gefüllt, dem wenige Dampfmoleküle beigefügt waren. Es dauerte daher lange, bis die letzteren zum Bleisulfid gelangten[1]), und da zu gleicher Zeit eine Verdampfung fortdauernd stattfand, so ist es erklärlich, daß die Adsorption erst nach länger Zeit beendet war. Ließ man reinen Dampf (d. h. ohne Stickstoff) in die Zelle treten, so trat das Maximum der Detektorwirkung sofort auf.

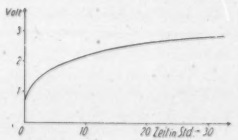


Fig. 1.

Aus den Versuchen geht hervor, daß die Sperrschicht, wenn sie ausgebildet ist, aus

1) Trockener Stickstoff wird nach F. Durau nur minimal adsorbiert; deswegen ruft er auch nur eine minimale Detektorwirkung hervor.

mehreren Molekülschichten besteht[1]). Um die Frage zu entscheiden, ob bereits eine einzige adsorbierte Schicht Detektorwirkung hervorruft, wurden das *PbS* und die Platinspitze durch Schaben und Glühen im äußersten Vakuum von den anhaftenden Dämpfen und Gasen befreit. Als dann eine einzige mit Wasserdampf gefüllte Stickstoffblase in die Zelle eintrat, war sofort die Detektorwirkung vorhanden. Hierbei mußte allerdings die Platinspitze äußerst vorsichtig auf das *PbS* gesenkt werden. Offenbar wird die Schicht sehr leicht durchstoßen. Dieser Versuch macht es wahrscheinlich, daß bereits eine Molekülschicht Detektorwirkung hervorruft.

Bei einer Reihe weiterer Versuche wurde geprüft, ob es einen Einfluß auf die Durchschlagsspannung hat, wenn die Spitze mit dem positiven Pol oder dem negativen Pol der Batterie verbunden war. Irgendein Einfluß war nicht festzustellen, vielmehr zeigte sich, daß die Durchschläge bei den gleichen Spannungen erfolgten.

IV. Vergleich der Gleichstrom- mit der Hochfrequenzmeßmethode.

Es mußte auffallen, daß frühere Beobachter, wie Vrede[2]), Siemens und Demberg, keine Detektorwirkung bei dem doppelt sublimierten Bleisulfid fanden, während Heineck und ich sie immer beobachteten, außer wenn die Oberfläche auf das sorgfältigste von den adsorbierten Schichten gereinigt war. Die ersteren arbeiteten mit Gleichstrom, Heineck und ich dagegen mit Wechselstrom. Um zu prüfen, ob die beiden Methoden tatsächlich verschiedene Ergebnisse liefern, wurden dieselben Stellen des Bleisulfiddetektors einmal in den Gleichstromkreis und darauf in die Hochfrequenzanlage geschaltet. Die Versuche ergaben mit Gleichstrom keine Unipolarität, nach der zweiten Methode dagegen ausgezeichnete Detektorwirkung. Dieses Ergebnis zwingt zu dem Schluß, daß das elektrische Verhalten der Kontakte bei Belastung mit hochfrequentem Wechselstrom von dem mit Gleichstrom zu beobachtenden abweicht; denn ausgeprägte Detektorwirkung trat nur bei Hochfrequenz auf.

Hiernach war zu erwarten, daß die Frequenz für die Unipolarität von entscheidender Bedeutung sein würde. Um das zu prüfen und eine Grenze festzulegen, änderte ich die Schwingungszahl von 10000–100 kHz und darauf im Bereich der Niederfrequenz von 2000–50 Hertz. Die Unipolarität blieb erhalten. Erst unterhalb 25 Wechsel/sec, die ich mittels einer kleinen Wechselstrommaschine erhielt, wurde die Gleichrichtung schlechter. Bei noch geringeren Wechseln konnte mit Hilfe eines Oszillographen gezeigt werden, daß die früher nicht durchgelassene Stromrichtung immer mehr durchgelassen wurde. Bei etwa 5 Wechsel/sec ließ der Bleisulfidkristall beide Richtungen gleichmäßig durch.

Es zeigt sich somit, daß das sorgfältig gereinigte *PbS* Gleichstrom gegenüber keine Unipolarität zeigt. Dasselbe ist der Fall, wenn die Wechselzahl gering ist (5–10 Per./sec). Die Unipolarität wird aber sehr ausgeprägt, wenn die Wechselzahl zunimmt[1]). Anders verhält sich Bleisulfid, das eine Spur Verunreinigungen enthielt (z. B. Schwefel, den man auf verschiedene Art dem *PbS* beimengen kann). Derartige Präparate zeigten eine deutliche Unipolarität gegen Gleichstrom.

V. Nachwirkungserscheinungen beim Gleichstrom.

Bei den Versuchen mit Gleichstrom stellte ich fest, daß ein und dieselbe Detektorstelle, die eine Zeitlang mit Gleichstrom behandelt war, zeitlich verschieden starke Ströme durchließ. Lag der positive Pol der Batterie an der Spitze, so stieg der Strom, während er bei negativer Spitze fiel. Bei den Versuchen wurde die Spannung auf 1 V konstant gehalten. Die nachfolgende Zahlenreihe gibt die Abhängigkeit des Stromes von der Zeit an. Die Sperrschicht bestand aus Pyridin.

Tabelle I.

Bei positiver Spitze in mA	Zeit in min	Bei negativer Spitze in mA
22,5	0,0	28,4
23,8	0,5	27,9
24,6	1,0	27,4
25,9	1,5	26,8
26,6	2,0	26,5
27,0	2,5	26,3
27,2	3,0	26,3
27,3	3,5	26,2
27,4	4,0	26,2
27,4	4,5	26,3
27,5	5,0	26,2

1) Ragnar Strömberg (Handlinger Stockholm **6**, 122, 1928; Physik. Berichte **11**, 602, 1930) findet bei der Adsorption von Wasserdampf an Glas, Quarz, Platin und Gold eine Anzahl von Schichten; z. B. bei Platin im Bereich von 0,16 bis 15 mm Wasserdampfdruck 2–30 Moleküldurchmesser und ähnliche Werte bei den übrigen Adsorbentien. Zu dem gleichen Ergebnis ist H. Schlüter, Zeitschr. f. Phys. Chem. (A) **153**, 68, 1931, gelangt.

2) J. Vrede, Physik. Zeitschr. **31**, 323, 1930.

1) C. Bergholm, Ann. d. Phys. **52**, 104, 1917, hat gefunden, daß Molybdänglanz gegen hochfrequenten Wechselstrom an vielen Stellen ein guter Detektor ist, aber nicht gegen niederfrequenten oder Gleichstrom.

Die Durchschlagsspannung war an den mit Gleichstrom behandelten Stellen die gleiche wie an den nicht behandelten. Auch ließ sich die adsorbierte Schicht eines so behandelten Detektorkristalls durch Pumpen wieder entfernen.

Da nach diesen Versuchen die Zeitdauer, während der ein Strom wirksam ist, nicht gleichgültig erschien, und andererseits die Stromspannungscharakteristiken mit Gleichstrom derart aufgenommen waren, daß für eine bestimmte Spannung der Stromdurchgang etwa für den positiven und durch Betätigen eines Umschalters für den negativen Kurvenast bestimmt wurde, und somit eine Stromrichtung nie längere Zeit wirksam wurde, habe ich in der Folge die Stromspannungskurven derart aufgenommen, daß die Richtung des Stromes für steigende bzw. fallende Spannungswerte die gleiche blieb. Die Spannung stieg etwa bei positiver Spitze von Null aus zu einem Höchstwert von 3 V, fiel dann über Null auf — 3 V usw., so daß jetzt die Spitze negativ wurde. Bei der nachfolgenden Kurve wurde peinlichst darauf geachtet, daß die Spannung gleichmäßig stieg oder fiel und daß der einmal eingestellte Kontakt nicht durch mechanische Einwirkung oder durch elektrischen Durchschlag zerstört wurde (Fig. 2). In der Fig. 2 geben die Pfeile die Kurvenäste an, die der Spannungszu- oder -abnahme entsprechen. Zum Vergleich gebe ich in der Fig. 3 eine Charakteristik nach der alten Methode.

Fig. 2.

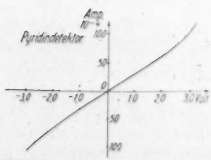


Fig. 3.

Die beiden abgebildeten Kurven (Fig. 2 und 3) sind von ein und derselben Stelle aufgenommen. Die Sperrschicht dieses Detektors bestand aus Pyridin, jedoch gaben die Versuche mit Wasser und den anderen Flüssigkeiten ähnliche Ergebnisse. Bei den abgebildeten Kurven ist eine unipolare Leitfähigkeit nur schwach zu erkennen. Deutlich geht aus Fig. 2 hervor, daß die Zeit, in der eine Stromrichtung wirksam ist, einen Einfluß auf die Gleichrichterwirkung besitzt. Es steht dieses Ergebnis mit dem des Abschnittes IV in Einklang.

VI. Versuche mit anderen Detektoren.

Nachdem im vorhergehenden bewiesen, daß die chemische Natur der Substanz, aus der die Sperrschicht besteht, keine Rolle spielt, vorausgesetzt, daß sie isoliert, und da ferner bekannt ist, daß sie chemische Natur der Spitze, d. h. aus welchem Leiter sie besteht, keine Rolle spielt, erhebt sich die Frage nach der Bedeutung des Halbleiters für den Detektor. Ist es unbedingt erforderlich, daß ein Halbleiter vorhanden ist? Um das zu prüfen, wurde zunächst Blei mit Schwefel gerieben, hierbei bildet sich eine dünne Schicht von Bleisulfid, während der überschüssige Schwefel die Sperrschicht bildet. Wie zu erwarten, war die Gleichrichtung sowohl von gewöhnlichem Wechselstrom als auch von Hochfrequenz an sehr vielen untersuchten Stellen die gleiche wie bei üblichen Detektoren.

Es wurde jetzt das Blei durch andere Metalle z. B. Platin ersetzt. Durch Glühen waren sowohl das Blech als auch die Spitze von den etwa anhaftenden Unreinigkeiten gesäubert. Eine Detektorwirkung war nicht vorhanden. Wurde dagegen Schwefel auf das Blech gestreut und die Platinspitze in diese Masse eingetaucht, so trat sogleich die Gleichrichtung von Schwingungen ein. Wir haben also jetzt einen Detektor Platinspitze–Schwefelsperrschicht–Platinblech. Natürlich wird es hierbei leicht vorkommen, daß man den Schwefel zur Seite schiebt, so daß die Spitze das Blech berührt. Diesen Detektor habe ich mit meiner Hochfrequenzanlage untersucht. Der Wirkungsgrad war nicht so gut wie der der Kristalldetektoren. Das gleiche zeigte sich beim Einschalten in den Empfängerkreis, aber immerhin war der Empfang so lautstark, daß nach der Verstärkung mit einem Zweiröhrenverstärker die Rundfunkdarbietungen des Bezirkssenders im Lautsprecher abgehört werden konnten.

Um die Sperrschicht gleichmäßiger zu erhalten, wurde auch durch Sublimation bzw. Lösen von Schwefel in Schwefelkohlenstoff die Sperrschicht erzeugt. Als unwesentlich erwies es sich, ob die Sperrschicht sich an der Spitze oder auf dem Blech befand. Befand sie sich an der

Spitze, so hatte das nur den Nachteil, daß sie leichter zerstört wurde.

Zu ähnlichen Ergebnissen gelangte Pélabon[1]), der außer Schwefel noch andere Substanzen staubförmig auf das Metall brachte.

Da bei diesen Versuchen keine Sorge dafür getragen war, die Feuchtigkeit, die nach den früheren Versuchen eine starke Detektorwirkung hervorrufen kann, fernzuhalten, wurde jetzt die Schwefelschicht unter peinlichster Fernhaltung von Feuchtigkeit auf das Platinblech gebracht. Zu dem Zweck war in einem Glasrohr ein Platinblech derartig befestigt, daß es geglüht werden konnte. Durch ein über dem Blech angebrachtes Gestänge konnte mit der Spitze das ganze Blech abgetastet werden. Etwas unterhalb des Platinbleches war Schwefel angebracht, das später durch Sublimation auf das Blech gebracht wurde. Durch Pumpen und gelindes Erwärmen wurde zunächst alle Feuchtigkeit entfernt und dann das Blech stark geglüht. Eine Gleichrichtung fand nicht mehr statt. Brachte man aber durch Sublimation Schwefel auf das Platinblech, so trat gleich eine Detektorwirkung auf, die der des Vergleichsdetektors, der ebenfalls die Zusammensetzung Metall—Schwefel—Platinspitze besaß, völlig gleich war.

Dieser Versuch beweist eindeutig, daß auch Schwefel eine Sperrschicht bilden kann.

Eine ähnliche Wirkung zeigten die organischen Verbindungen Äpfelsäure, Harnstoff, Naphthylamin und Toluidin, aus der Reihe der anorganischen Verbindungen Kaliumchlorid, Kadmiumchlorid, Kadmiumsulfat, Kadmiumjodid usw. Diese Substanzen wurden teils einfach auf das Blech aufgetragen, zum anderen Teil aus Lösungen, wobei dann das Lösungsmittel verdampft oder durch Sublimation auf das Blech gebracht wurde. Voraussetzung dafür, daß eine Gleichrichterwirkung stattfand, war, daß die Sperrschicht genügend dünn war, andererseits darf sie nicht zu dünn sein, da sie dann sehr leicht zerstört wird beim Aufsetzen der Spitze.

Aus den Versuchen geht hervor:

Bei Wechselstrom ist für den Detektor ein Halbleiter nicht unbedingt erforderlich. Erforderlich ist dagegen eine Sperrschicht, deren chemische Natur völlig gleichgültig ist, wenn sie nur isoliert.

Zu erwähnen ist, daß die beschriebenen Detektoren, z. B. Platinblech—Schwefel—Platinspitze, bei Gleichstrom eine der Fig. 2 ähnliche Kurve ergaben, also keine Unipolarität, wohl aber einen Einfluß der Zeit zeigten. Dies spricht dafür, daß der Isolator sich zeitlich bei Stromdurchgang ändert. Eine genauere Untersuchung dieses Vorgangs soll später erfolgen.

VII. Richtung des bevorzugten Stromes.

Bei den handelsüblichen Detektorkristallen läßt sich nicht von vornherein sagen, welche Stromrichtung die bevorzugte ist. Es finden sich Stellen bei fast allen Kristallen, an denen sich die Stromrichtung gegenüber der benachbarter Stellen umkehrt. Anders ist es dagegen bei dem doppelt sublimierten Bleisulfid. Gegenüber Gleichstrom zeigt es keine Unipolarität auch wenn eine Sperrschicht vorhanden ist, es gilt vielmehr das Ohmsche Gesetz, wie auch die Fig. 2 und 3 zeigen. Bei Hochfrequenz ist aber eine ausgeprägte Gleichrichterwirkung vorhanden. Der größere Strom fließt dann, wenn von der Spitze aus die positive Halbphase fließt[1]).

Um zu kontrollieren, ob die Bevorzugung dieser Stromrichtung beim doppelt sublimierten Bleisulfid immer vorhanden ist, wurde nochmals Bleisulfid aus reinstem Bleinitrat gefällt. Dieses Bleisulfid wurde dann zweimal sublimiert[2]) und so von allen Verunreinigungen befreit. Die bevorzugte Stromrichtung war die gleiche geblieben, wie auch das aus dem Bleinitrat gefällte und hinterher im Schraubstock gepreßte Bleisulfid die gleiche Stromrichtung, also das Durchlassen der positiven Halbphase bevorzugte.

Desgleichen wurde die Stromrichtung bei den oben beschriebenen Detektoren mit künstlicher Sperrschicht untersucht. Bei allen Substanzen war die gleiche Stromrichtung wie bei den Bleisulfiddetektoren vorhanden. Dabei ist immer vorausgesetzt, daß nicht mit zu großen Energien gearbeitet wurde.

Aus diesem Abschnitt folgt, daß bei Detektoren, die aus sauberen Substanzen zusammengesetzt sind, der Strom bevorzugt ist, wenn von der Spitze zur Fläche die positive Halbphase fließt.

VIII. Untersuchungen, ob eine Spitze zur Gleichrichtung erforderlich ist.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß die Detektorwirkung um so ausgeprägter ist, je

1) H. Pélabon, C. R. **181**, 776, 1925. Vgl. auch F. W. Kallmeyer, Ann. d. Phys. **86**, 576, 1928.

1) Werden größere Energien angewandt, so kehrt sich die Stromrichtung bei fast allen Detektorstellen um. Vgl. hierüber die demnächst erscheinende Arbeit von W. Schade.

2) Für die freundliche Hilfe bei der Sublimation des Bleisulfids spreche ich Herrn Privatdozenten Dr. F. Durau meinen besten Dank aus.

mehr sich die beiden Elektroden in ihrer Größe voneinander unterscheiden. Wie Siemens und Demberg nachwiesen, nimmt die Detektorwirkung bei größer werdender Anzahl der Spitzen ab und folgt immer mehr dem Ohmschen Gesetz.

Da bei den von mir angestellten Untersuchungen am doppelt sublimierten Bleisulfid mit Gleichstrom eine Gleichrichterwirkung nicht festzustellen war, dagegen eine Gleichrichtung von Hochfrequenz stattfand, habe ich zunächst die Versuche von Siemens und Demberg wiederholt, mit dem Unterschied, daß ich statt des Gleichstromes hochfrequenten Wechselstrom benutzte. Bei zahlreichen Spitzen ließ die Detektorwirkung nach. Bei den Untersuchungen wurde streng darauf geachtet, daß jede Spitze für sich Detektorwirkung zeigte.

Die oben gestellte Frage konnte ich auch noch mit Hilfe der Schwefeldetektoren auf andere Weise entscheiden. Auf einem Platinblech wurde aus einer Lösung von Schwefel in Schwefelkohlenstoff eine Sperrschicht erzeugt. Setzte man eine Spitze auf, so war Empfang vorhanden. Bei mehreren Spitzen ließ der Empfang nach und verschwand bei größerer Anzahl vollkommen. Auch wurde versucht, die Spitze durch eine Fläche zu ersetzen. Trotzdem die Flächen in den verschiedensten Verhältnissen gewählt wurden (es wurden Verhältnisse von 1 : 1 bis 1 : 100 gewählt), konnte keine Gleichrichtung erzielt werden.

Um zu sehen, ob zwei Elektroden sehr kleinen Ausmaßes von gleicher Größe auch eine Detektorwirkung zeigen, wurden Platindrähte verschiedener Stärke durchschnitten, beide Teile gut ausgeglüht und dann wie oben mit Schwefel behandelt. Die Drahtstärken schwankten zwischen 0,1 und 0,5 mm Durchmesser. Wurden die Drähte gerade so voreinander gebracht, daß die Schnittflächen sich berührten, so fand keine Gleichrichtung statt, sofern zwei gleichstarke Drähte gewählt waren. Sobald sich aber zwei ungleich starke berührten, war Detektorwirkung vorhanden. Somit ist bewiesen, daß bei der Gleichrichtung unbedingt eine Spitze vorhanden sein muß, daß dagegen bei Anwesenheit mehrerer Spitzen die Gleichrichtung mit zunehmender Spitzenzahl nachläßt.

Auf die chemische Natur der Spitze kommt es gar nicht an. Alle Leiter und Halbleiter geben die gleiche Wirkung; man kann sogar die Spitze durch einen *PbS*-Kristall ersetzen, also einen Detektor *PbS*-Fläche–Sperrschicht–*PbS*-Spitze bilden, ohne die Wirkung zu schwächen. Damit kommen wir zu einer neuen Definition des Detektors:

Ein Detektor ist eine Vorrichtung zur Gleichrichtung elektrischer Schwingungen und besteht aus zwei elektronisch leitenden Elektroden von möglichst ungleichen Dimensionen (Spitze und Fläche), die durch eine dünne isolierende Schicht beliebiger chemischer Natur getrennt sind. Unter diese Definition fällt auch der Schlömilch-Detektor. Die Wirkung ist allerdings bei Verwendung verunreinigter Halbleiter besser als bei Metallen.

Gegen die Definition scheint der Cu_2O-Gleichrichter zu verstoßen, da wir hier zwei Elektrodenflächen haben, aber vorläufig läßt sich über diesen Gleichrichter nichts aussagen, da wir über die physikalische und chemische Natur der Oberfläche nichts wissen. Zu berücksichtigen ist ferner, daß die benutzte Energie für das Auftreten der Unipolarität wichtig ist. Bei meinen Versuchen gaben etwa 3 Spitzen bei kleinen Energien keine Gleichrichtung, dagegen trat bei größer werdender Energie die Detektorwirkung wieder auf, um aber bei größer werdender Spitzenzahl wieder zu verschwinden. Dies Verhalten konnte leicht bis zu 25 Spitzen nachgewiesen werden.

IX. Besprechung der Hypothesen, die zur Erklärung der Detektorwirkung aufgestellt sind.

Inwieweit meine Versuche die bisher aufgestellten Detektorhypothesen bestätigen bzw. widerlegen, soll im folgenden kurz untersucht werden.

J. Frenkel und A. Joffé[1]) vertreten die Ansicht, daß eine Gleichrichterwirkung nur auftritt, wenn ein Stoff mit großer Elektronenkonzentration (Metall) durch eine Sperrschicht von einem Stoff kleiner Konzentration (Halbleiter) getrennt ist. Die Richtung, in der die Elektronen vorzugsweise getrieben werden, soll entsprechend der größeren Konzentration stets in Richtung Metall–Halbleiter erfolgen. Diese Annahme steht mit meinen Versuchen in Widerspruch. Die Anordnung Metallfläche–Sperrschicht–Metallspitze gibt einen guten Detektor, selbst, wenn beide Metalle aus dem gleichen Stoff bestehen, desgleichen die Anordnung Kristall–Sperrschicht–Kristallspitze.

Ebenso ist die bevorzugte Stromrichtung nicht von dem Metall in den Halbleiter, sondern der größere Strom fließt elektronenmäßig von der Fläche zur Spitze, ganz gleichgültig, ob die Fläche oder die Spitze ein Kristall ist, oder ob beide Elektronen aus der gleichen Substanz bestehen, wie bei den oben beschriebenen Detektoren mit künstlicher Sperrschicht.

1) A. Joffé u. J. Frenkel, Physik. Zeitschr. der Sowjetunion, Januar 1932.

Nordheim[1]) geht in einer Arbeit davon aus, daß den verschiedenen Elektroden ein verschieden großes Elektronenniveau zukommt. Auch hiernach wäre eine Gleichrichtung nicht möglich, wenn die Elektroden aus den gleichen Substanzen bestehen.

Mit dem von Reißaus[2]) aufgestellten Gesetz, daß der Elektronenstrom stets von der Spitze zur Fläche fließt, stehen meine Versuche in Widerspruch. Ich fand überall dort, wo sich die Unterscheidung zwischen Spitze und Fläche genau durchführen ließ, den Elektronenfluß in umgekehrter Richtung, also von der Fläche zur Spitze. Für die Stellen aber, für die die Detektorsysteme sich scheinbar umgekehrt verhalten, kann vielleicht die Auffassung von Reißaus richtig sein. Nach seiner Ansicht besitzt ein Kristall Risse. Diese Risse sind von zahlreichen Kristalleckchen begrenzt. Trifft nun die Spitze zufällig einen solchen Riß, so vertauschen Kristall und Spitze ihre Rolle und es fließt scheinbar der umgekehrte Strom, in Wirklichkeit ist aber doch die Stromrichtung die von der Spitze zur Fläche.

X. Ergebnisse.

1. Reines Bleisulfid zeigt nur Detektoreigenschaft, wenn seine Oberfläche von einer isolierenden Schicht der Sperrschicht bedeckt ist. Die chemische Natur dieser Schicht, ihre Dielektrizitätskonstante und das Dipolmoment ihrer Moleküle spielen hierbei keine Rolle. Die einzige Bedingung, die die Sperrschicht erfüllen muß, ist, daß sie isoliert. Die Sperrschicht besteht aus mehreren Molekülschichten, wahrscheinlich vermag aber schon eine Monoschicht die Detektorwirkung hervorzurufen. Diese Schicht wird aber sehr leicht durchschlagen bzw. mechanisch zerstört, z. B. beim Aufsetzen der Spitze.
2. Der Detektor Platinfläche–Sperrschicht–Platinspitze ist ein guter Detektor. Das Platin kann durch andere Metalle ersetzt werden. Die Sperrschicht kann aus den verschiedensten Stoffen bestehen (Naphthylamin, Kadmiumjodid usw.).
3. Der reine *PbS*-Detektor und die unter 2 angeführten Metalldetektoren zeigen Gleichstrom gegenüber keine Unipolarität, Schwingungen gegenüber aber eine ausgezeichnete Detektorwirkung.
4. Bei Detektoren, die aus sauberen Substanzen zusammengesetzt sind, fließt bei kleinen Spannungen der größere Strom, wenn von der Spitze zur Fläche die positive Halbphase übergeht.
5. Zur Gleichrichtung ist eine Spitze unbedingt erforderlich, zwei Flächen als Elektroden geben keine Gleichrichtung. Es ist nicht erforderlich, daß die zweite Elektrode viel größer ist als die Spitze. Ebenso spielt die chemische Natur der Spitze keine Rolle, vorausgesetzt, daß sie leitet.
6. Die reinen Bleisulfiddetektoren sind frequenzabhängig. Bei niedrigen Wechseln werden beide Phasen im gleichen Maße durchgelassen. Erst bei mehr als 5 Per./sec tritt eine Bevorzugung der einen Stromrichtung auf.
7. Definition des Detektors: Ein Detektor ist eine Vorrichtung zur Gleichrichtung elektrischer Schwingungen und besteht aus elektronisch leitenden Elektroden von möglichst ungleich großen Dimensionen, die durch eine dünne isolierende Schicht voneinander getrennt sind, deren chemische Natur aber beliebig ist.

Zum Schluß danke ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Geheimrat Prof. Dr. G. C. Schmidt für die Anregung zu dieser Arbeit und sein wohlwollendes Interesse bei der Durchführung derselben.

Herrn Prof. Dr. H. Kaufmann möchte ich meinen verbindlichsten Dank dafür aussprechen, daß er die Entwässerung des Pyridins ausführte.

Der Postverwaltung danke ich dafür, daß sie mir die kostenlose Errichtung einer Rundfunkanlage gestattete, und der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft für Überlassung des empfindlichen Galvanometers und der Piepmeyer-Stiftung für Bewilligung von Mitteln für die Sendevorrichtung und die dazugehörige Apparatur.

Münster, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 17. Dezember 1934.)

1) H. Nordheim, Zeitschr. f. Phys. **75**, 434, 1932.

2) G. Reißaus, Physik. Zeitschr. **29**, 223, 1928.

Niederfrequenzleitfähigkeit von Mischungen wässeriger Elektrolytlösungen.

Von A. Deubner und A. Dobenzig.

Die vorliegende Arbeit behandelt das Verhalten der Leitfähigkeit einer aus zwei gleichleitenden Salzlösungen hergestellten Mischung. Es ist zwar schon einiges über die Leitfähigkeit von Lösungsgemischen veröffentlicht worden, aber eine genügend genaue, systematische und vor allem zu hinreichend großen Verdünnungen vordringende Untersuchung fehlt bisher. Zunächst erschweren sich alle Autoren die Untersuchung dadurch, daß sie von gleichäquivalenten, also verschieden leitenden Lösungen ausgehen, wobei natürlich ungenaue Brückendrähte oder Vergleichswiderstände Fehlerquellen darstellen, die bei unserm Verfahren fortfallen. Die Ergebnisse dieser Autoren (1–5) sind denn auch recht widerspruchsvoll, einige finden Bestätigung der Additivität (Mischungsregel), andere nicht.

Vom theoretischen Standpunkt aus kann man heute bereits eine gewisse Aussage über die zu erwartende Erscheinung machen. Die dazu führenden Überlegungen haben Bennewitz, Wagner und Küchler (6) angestellt, indem sie einen Elektrolyten betrachteten, dem Fremdionen anderer Wertigkeit in verschwindender Menge zugesetzt werden; berechnet wird die Beweglichkeit dieser Fremdionen. Die Ergebnisse dieser Überlegungen werden wir unten mit unseren Messungen vergleichen.

Experimentelles.

Die Kohlrausch-Brücke, die zu den Messungen diente, war eine Walzenbrücke, mit Zusatzwiderständen von je 4,5fachem Betrage an beiden Enden und mit Verstärker zur Erleichterung der Minimumeinstellung versehen. Der Elektrolyt befand sich in einem Dewar-Gefäß und wurde zur Messung kurze Zeit in das pipettenartige Widerstandsgefäß, dessen Elektroden platiniert waren, hochgesaugt. Die Temperatur wurde dabei mit einem Zehntelgradthermometer gemessen. Die Meßspannung (500 Per., etwa 2 Volt) durfte nur kurze Zeit angelegt werden, da sich sonst die Erwärmung durch den Strom bereits bemerkbar machte. Die Lösungen wurden teils nach Gewicht, teils, wo Leitfähigkeitsdaten vorlagen, nach der Leitfähigkeit hergestellt. Größte chemische Sauberkeit war eine Hauptbedingung, namentlich bei den verdünntesten Lösungen, wo das Leitvermögen des destillierten Wassers bereits zu größeren Schwankungen Anlaß gab, als der Meßgenauigkeit entsprach.

Es wurden meist vollständige Mischkurven aufgenommen, indem man zu 100 ccm des einen Elektrolyten 10mal je 10 ccm des andern zusetzte und nach jedem Zusatz die Leitfähigkeit bestimmte. Die Endmischung enthielt also die Ausgangslösungen zu gleichen Teilen. Dasselbe wurde mit vertauschten Elektrolyten wiederholt, um die andere Hälfte der Mischkurve zu erhalten. Die Genauigkeit der Begegnung beider Kurven im Punkte 100 : 100 ccm ließ auf die Güte der Messung schließen. Bei manchen Messungen wurden jeweils die ersten 10 ccm nochmals unterteilt in $1 + 1 + 1 + 2 + 5$ ccm, bei andern wieder begnügten wir uns mit der Leitfähigkeit der 100 : 100-Mischung.

Ergebnisse.

Es bestätigte sich zunächst die früher von einem von uns (7) gefundene starke Erhöhung der Leitfähigkeit beim Mischen gleichleitender $CuSO_4$- und $NaCl$-Lösungen, sowie die parabelförmig-asymmetrische Gestalt der Mischkurve (Fig. 1).

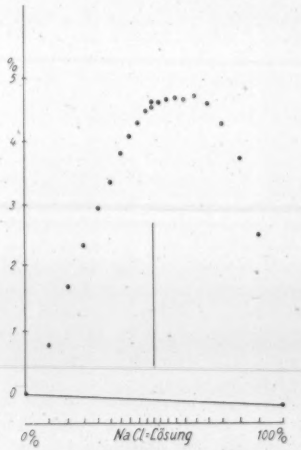


Fig. 1. Leitfähigkeitserhöhung als Funktion des Mischverhältnisses 0,01 n $CuSO_4$ gegen $NaCl$.

Von großem Interesse war nun, wie sich dieser Effekt bei zunehmender Verdünnung verhalten würde. Der Einfachheit halber wurde nur der in der Nähe des Maximums liegende Punkt 100 : 100 ccm gemessen, und zwar bei Konzentrationen von 0,1 n bis herab zu 0,0001 n. Das Ergebnis sei in Fig. 2 gleich als Funktion von $\sqrt{\gamma}$ aufgetragen, wobei das γ für das $CuSO_4$ gilt. Man sieht, daß bis etwa 0,005 n die Erhöhung der Wurzel aus der Konzentration proportional

ist; bei 0,0001 *n* beträgt die Erhöhung noch 0,6 Proz.! Die Streuung der Werte ist bei den großen Schwierigkeiten, die bei diesen Verdünnungen das Leitvermögen des Wassers macht, verständlich. Andererseits gibt diese Gesetzmäßigkeit bereits einen deutlichen Hinweis dafür, daß die elektrostatischen Ionenkräfte für den Effekt verantwortlich sind.

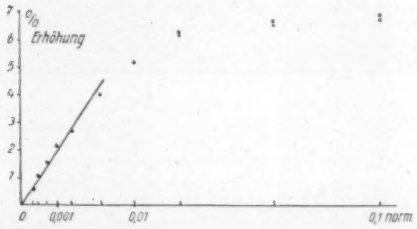


Fig. 2. Leitfähigkeitserhöhung in Abhängigkeit von $\sqrt{\gamma}$.

Wir haben bei 0,001 *n* dann noch eine ganze Mischkurve aufgenommen, um sicher zu sein, daß keine Änderung der Kurvenform bei größeren Verdünnungen eintritt; diese blieb aber bis auf eine geringe Abschwächung der Asymmetrie dieselbe, obwohl das Verhältnis der Äquivalentleitfähigkeiten $CuSO_4 : NaCl$ sich von 1,43 auf 1,06 geändert hatte. Ursache der Asymmetrie ist also nicht die Verschiedenheit der Äquivalentleitfähigkeiten, sondern die der Wertigkeiten.

Die Untersuchung einer Reihe anderer Sulfate zweiwertiger Metalle, immer in 0,01-*n*-Konzentration mit *NaCl* gemischt, ergab die

Tabelle I.

Leitfähigkeitserhöhungen beim Mischen verschiedener 0,01 normaler Sulfatlösungen mit gleichleitender *Na — Cl*-Lösung.

$CuSO_4$	5,26 5,28	$CoSO_4$	4,42 4,29
$ZnSO_4$	4,68 4,73	$NiSO_4$	4,22 4,41 4,27
$MnSO_4$	4,48 4,49	$CaSO_4$	4,97 4,18
$MgSO_4$	3,98 3,93	$CdSO_4$	1,77 1,75

Tabelle I. Wir sehen bei allen Salzen Erhöhungen etwa von derselben Größe wie bei $CuSO_4$, mit Ausnahme des $CdSO_4$, wo die Erhöhung wesentlich kleiner ist. Wir dachten zunächst an chemische Wirkungen und haben deswegen eine ganze Mischkurve bei $CdSO_4$ aufgenommen, doch hatte die erhaltene Kurve dieselbe Form und Asymmetrie wie Fig. 1, nur mit kleineren Ordinaten. Sie gibt also keine Auskunft auf die Frage, warum das $CdSO_4$ sich so anders verhält als die anderen Salze der Tabelle.

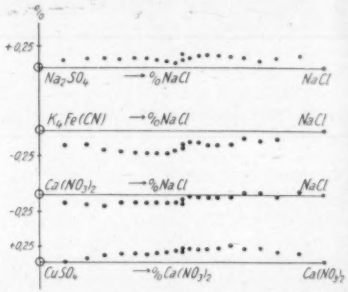


Fig. 3. Kurven anderer Salztypen (linke Lösung stets 0,01 norm.).

Auch die Messungen an anderen Salzkombinationen zeigen, daß es nicht einfach ist, in jedem Fall den Effekt vorherzusehen. Fig. 3 zeigt einige Beispiele. Die Effekte sind hier nur 1—3 Promille groß, so daß die genaue Aufnahme der Kurve schon schwierig wird. Man sieht einmal, daß 1—2wertige (Na_2SO_4) und 2—1wertige Salze ($Ca(NO_3)_2$) Effekte von entgegengesetztem Vorzeichen geben, ferner, daß ein so hochwertiges Salz wie $K_4Fe(CN)_6$ eine eindeutige Er-

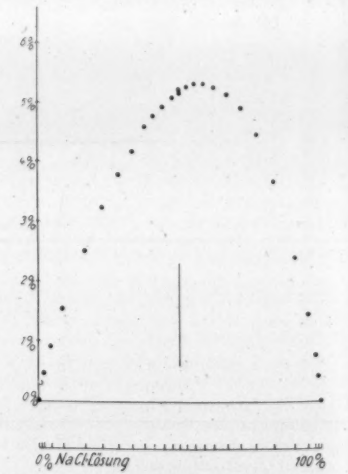


Fig. 4. Leitfähigkeitserhöhung beim Mischen von 0,01 *n* $Ba_2Fe(CN)_6$ mit *NaCl*.

niedrigung der Leitfähigkeit ergibt, beides Tatsachen, von denen man a priori das Gegenteil zu glauben bereit wäre. Die letzte Kurve entspricht eher wieder der Erwartung, ebenso die in Fig. 4 dargestellte Kurve, die zwar trotz der hohen Wertigkeit des einen Salzes nur denselben Maximaleffekt zeigt wie die 2–2wertigen Salze, aber bedeutend größere Asymmetrie aufweist. Daß die Kurven der Fig. 3 teilweise in Schlangenlinien verlaufen, braucht nicht reell zu sein, sondern kann von Temperaturschwankungen im Zimmer herrühren, die den Elektrolyten über das Leitfähigkeitsgefäß beeinflussen, ohne daß es durch das Thermometer kontrolliert werden kann. Man wird wohl die Parabelform mit mehr oder weniger Asymmetrie überall als Ausgleichskurve durchlegen können.

Theoretisches.

Die ganze Mischkurve in geschlossener Form theoretisch darzustellen, ist vorläufig noch nicht gelungen. Wohl aber kann man im Anschluß an die Bennewitz-Wagner-Küchlerschen Rechnungen auf einfache Weise überlegen, wie die Kurve sich an den Endpunkten verhält, wo die Fremdzusätze noch klein sind. Es ergibt sich, was man leicht einsieht, daß ein beliebiges Ion sich in einer *NaCl*-Lösung leichter bewegt als in einer gleichleitenden $CuSO_4$-Lösung. Man findet z. B. für die Beweglichkeit eines

	$\frac{1}{2}Cu$-	$\frac{1}{2}SO_4$-	*Na*-	*Cl*-Ions
In $CuSO_4$-Lösung 0,01 *n*	33,0	52,7	37,8	59,0
In *NaCl*-Lösung 0,0084 *n*	39,1	59,9	40,3	61,7.

Wir wollen nun beispielsweise zusehen, was bei Zusatz von 10 ccm obiger *NaCl*-Lösung zu 100 ccm $CuSO_4$-Lösung geschieht. Erstens werden sich die *NaCl*-Ionen in der $CuSO_4$-Lösung (s. obige Tabelle) um

$$(40{,}3 + 61{,}7) - (37{,}8 + 59{,}0) = 5{,}2,$$

das sind rund 5 Proz., langsamer bewegen; da sie 10 Proz. der Lösung ausmachen, gäbe das eine Leitfähigkeitserniedrigung um 0,5 Proz. Zugleich wird aber die $CuSO_4$-Lösung verdünnt auf 0,0091 *n*. Die Äquivalentleitfähigkeit nimmt dabei nach Onsager[1]) von 85,7 auf 87,1, also um rund 1,5 Proz. zu. Diese Zunahme des Stromanteils wird dadurch, daß wir nicht mit Wasser, sondern mit *NaCl*-Lösung verdünnt haben, nur unwesentlich geändert werden. Der Effekt der „Auflockerung" der $CuSO_4$-Ionen überwiegt somit den entgegengesetzten der schwereren Beweglichkeit der *NaCl*-Ionen um rund 1 Proz., und das wäre die zu erwartende Leitfähigkeitszunahme. Experimentell ergibt sie sich (Fig. 1) zu etwa 1,6 Proz.

Auf der *NaCl*-Seite können wir dieselbe Überlegung anstellen. Die Ionen der zugesetzten 10 ccm $CuSO_4$-Lösung werden sich (s. obige Tabelle) in der *NaCl*-Lösung um 15,5 Proz. leichter bewegen, bewirken also eine Erhöhung um 1,55 Proz. in der Leitfähigkeit der Mischung. Demgegenüber werden die *NaCl*-Ionen durch den Zusatz etwas verlangsamt werden. Zur Berechnung dieses Effekts fehlt vorläufig jeder Anhalt, doch glauben wir nicht, daß er einen bedeutenden Bruchteil von 1,55 Proz. ausmacht, so daß wir ihn hier vernachlässigen. 1,55 Proz. wäre also die zu erwartende Leitfähigkeitserhöhung, Fig. 1 ergibt für diesen Zusatz 2,44 Proz. Erhöhung.

Unsere Überlegungen liefern also Vorzeichen, Größenordnung und Asymmetrie der Leitfähigkeitsänderung an den Enden der Kurve für diesen Fall richtig. Daß die experimentellen Werte um den Faktor von etwa 1,6 höher liegen, kann nicht wundernehmen, da die berechneten Werte rein aus der Theorie stammen, die ja schon die Konstante α in der Onsagerformel

$$\Lambda = \Lambda_\infty - \alpha\sqrt{\gamma}$$

zu klein liefert; hier ist der Faktor 1,75, also fast gleich dem obigen. Man könnte sich vorstellen, daß, wenn die Theorie soweit verbessert werden kann, den Faktor richtig zu ergeben, sie dann auch die Leitfähigkeitserhöhungen richtig berechnen läßt.

Einige Zweifel an dieser Vermutung lassen allerdings die andern ebenso durchgerechneten Beispiele aufkommen. Bei der Kombination Na_2SO_4–*NaCl*, wieder je beim Mischverhältnis 1 : 10, ergeben sich folgende Erhöhungen:

Auf dem Na_2SO_4-Ast.	theoretisch	0,5 Proz.
	experimentell	0,1 Proz.
Auf dem *NaCl*-Ast ..	theoretisch	0,31 Proz.
	experimentell	0,13 Proz.

Hier ergibt sich also nur das Vorzeichen richtig, die Größe wird schon wesentlich falsch berechnet und die Asymmetrie im verkehrten Sinne. Dies überrascht um so mehr, als sonst die elektrostatische Theorie gerade bei den 1–2-wertigen Salzen quantitativ recht gut stimmt, beispielsweise für die obige Konstante der Onsager-Formel.

Noch größer ist die Unstimmigkeit im Falle des $K_4Fe(CN)_6$, wo nach der Theorie eine bedeutende Erhöhung auftreten sollte; hier stimmt also nicht einmal das Vorzeichen. Möglicherweise muß man hier mit größeren Verdünnungen

[1]) Siehe z. B. Falkenhagen, Elektrolyte, Leipzig 1932.

arbeiten, um sich den Voraussetzungen der Theorie zu nähern.

Zusammenfassung.

Es werden ausführliche Messungen über die Leitfähigkeit von Mischungen gleichleitender Elektrolytlösungen verschiedener Wertigkeit mitgeteilt. Die gefundenen Effekte lassen sich theoretisch verstehen, machen aber einer vollständigen Deutung in gewissen Fällen noch Schwierigkeiten.

Literaturverzeichnis.

1) H. Egner, Medd. Nobelinst. **6**, Nr. 5, 1925.
2) N. Bjerrum u. L. Ebert, Danske Videnskab. Selskab., Math.-fys. Medd. **6**, Nr. 9, 1925.
3) S. A. Braley u. C. W. Rippie, Journ. Am. Chem. Soc. **49**, 1493, 1927.
4) A. Kay Smith u. R. A. Gortner, Journ. phys. chem. **37**, 79, 1933.
5) Sementschenko u. Serpinski, Zeitschr. f. phys. Chem. (A) **167**, 197, 1933.
6) K. Bennewitz, C. Wagner u. K. Küchler, Physik. Zeitschr. **30**, 623, 1929.
7) A. Deubner, Ann. d. Phys. **5**, 305, 1930.

Berlin, I. Physikalisches Institut der Universität, 1. November 1934.

(Eingegangen 5. November 1934.)

Über die praktische Ausnutzung der Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen.

Von S. J. Sokoloff.

Mit Tafel III.

Die Beugung des Lichts an Ultraschallwellen läßt sich, wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt wird, verwenden

1. zur Untersuchung eines Metallblockes auf Homogenität,
2. zum Studium einiger Eigenschaften von Piezoquarzen[1]).

Hierbei wurde die Anordnung von P. Debye und F. W. Sears[2]) bzw. von Lucas und Biquard[3]) benutzt.

Um festzustellen, in welcher Flüssigkeit das Beugungsspektrum den am besten ausgeprägten Charakter zeigt, wurden Vorversuche mit Alkohol, Wasser, Benzol, Terpentinöl usw. unternommen. Hierbei erwies sich Terpentinöl als die am besten geeignete Flüssigkeit.

1) Vgl. hierzu auch: E. Hiedemann, H. R. Asbach u. K. H. Hoesch, Zeitschr. f. Phys. **90**, 322, 1934.
2) P. Debye u. F. W. Sears, Proc. Nat. Acad. **18**, 409, 1932; P. Debye, Physik. Zeitschr. **33**, 849, 1932.
3) Lucas u. Biquard, C. R. **194**, 2132, 1932.

Wurden an den Piezoquarz Spannungen von 2–3 kV gelegt, so waren in Terpentinöl Spektren 7. und 8. Ordnung ganz deutlich zu beobachten. Bei 100 V erschien bereits das Spektrum 1. Ordnung. Bei Temperaturänderungen des Terpentinöls im Bereiche von 15–40° war noch keine Änderung des Beugungsspektrums zu beobachten. Erst bei Temperaturen über 40° begann das Spektrum sich allmählich in einen hellen Fleck zu verwandeln, was offensichtlich auf Strömungen und Glasbläschen in der Flüssigkeit zurückzuführen ist.

Um einen Metallblock auf seine Homogenität zu untersuchen, wurde an die eine Seite ein vorher mit Transformatorenöl eingeriebener Piezoquarz, an die gegenüberliegende Seite ein gleichfalls eingeöltes und mit Terpentinöl gefülltes Glasgefäß gelegt (Fig. 1).

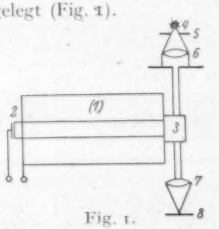


Fig. 1.

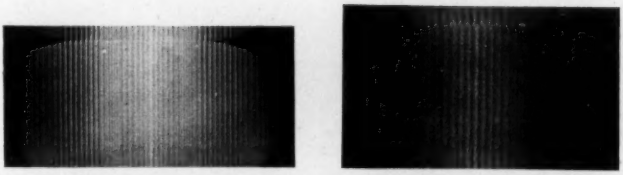
1 Metallblock; *2* Piezoquarz; *3* Flüssigkeitsgefäß; *4* Lichtquelle; *5* Blende; *6*, *7* Linsen; *8* photographische Platte.

Die dabei verwendeten Quarze besaßen Oberflächen von 2–4 cm² und Stärken von 1–5 mm. Die ihnen zugeführten Spannungen betrugen 1000–6000 V. Befand sich das Glasgefäß genau gegenüber dem Quarz, so konnte man ein Beugungsspektrum 5.–6. Ordnung beobachten. Je mehr man das Glasgefäß aus der Hauptachse des Strahles heraus verschob, um so geringer wurden Intensität und Ordnungszahl des Spektrums.

Die für diese Versuche am besten geeigneten Frequenzen liegen zwischen $3 \cdot 10^6$ und $6 \cdot 10^6$ Hertz. Bei noch höheren Frequenzen werden die Schwingungen stark gedämpft, bei tieferen erscheint das Spektrum nur wenig ausgeprägt.

Unter diesen Bedingungen konnte man Untersuchungen an Metallblöcken in Stärken bis zu 220 mm anstellen. Hierbei ergab sich: Wenn der Ultraschallstrahl auf seinem Wege durch das Metall auf Sprünge, Gußfehler usw. trifft, so wird er entweder vollkommen unterbrochen, was sich am Ausbleiben eines Beugungsspektrums zeigt; oder er wird, wenn der Fehler geringer ist, stark gedämpft, was eine Verminderung von Intensität und Ordnungszahl des Spektrums zur Folge hat.

a) Fig. 2. b)



$f = 5{,}95 \cdot 10^6$ Hertz. Fig. 3. $f = 9 \cdot 10^6$ Hertz.

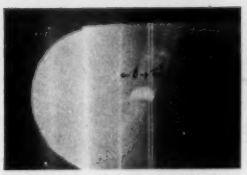


Fig. 4. $f = 0{,}94 \cdot 10^8$ Hertz.

Die Aufnahmen (Fig. 2, s. Tafel III) zeigen das Beugungsspektrum beim Durchgang des Ultraschallstrahles durch fehlerfreies Metall (a) und durch Metall mit Gußfehlern (b).

Inhomogenitäten, wie Sprünge, Beimengungen, Gußfehler geringer Ausdehnung usw. rufen also eine gewisse Veränderung des Schallwellenfeldes in der Flüssigkeit hervor. Um diese sichtbar zu machen, ersetzt man zweckmäßig die Spaltblende durch eine Lochblende. Mit dieser, der man periodische Verschiebungen (etwa 15 bis 20 pro Sekunde) mitteilt, tastet man das zu untersuchende Gebiet ab. Die Größe der Verschiebungen richtet sich nach der Ausdehnung des zu untersuchenden Gebietes.

An Stelle von Glasgefäßen mit Flüssigkeit kann man auch Quarzkristalle verwenden, die gleichfalls deutliche Spektren liefern.

Die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen läßt sich, wie im folgenden zweiten Teil der Arbeit gezeigt wird, auch zu Untersuchungen an dem schwingenden Quarz selbst verwenden. Hierbei sollte der Einfluß festgestellt werden, den

1. verschiedene Schnittrichtungen des Kristalls,
2. das Mittel, in dem der schwingende Quarz sich befindet,
3. die Temperatur,
4. die Anordnung der Elektroden,
5. die Schwingungsfrequenz auf das Beugungsspektrum ausüben.

1. Einfluß verschiedener Schnittrichtungen der Quarzkristalle.

Quarze, deren Hauptachsen parallel und senkrecht zur elektrischen Achse lagen, wurden paarweise auf ein und dieselbe Frequenz erregt. Aus den dabei erhaltenen Spektren ergab sich das Verhältnis der diesen beiden Schnittrichtungen entsprechenden Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Schalles im Quarz zu

$$c_{\parallel} : c_{\perp} = 1{,}26;\ 1{,}29;\ 1{,}34.$$

Auf die Intensität oder die Zahl der Ordnungen in dem beobachteten Spektrum hatten die verschiedenen Schnittrichtungen keinen Einfluß.

2. Einfluß des Mittels, in dem sich der schwingende Quarz befindet.

Beim Eintauchen des Piezoquarzes in Transformatorenöl bis zu drei Viertel seiner Höhe konnte man nur Spektren bis zur 2. Ordnung beobachten. Beim Schwingen in Luft traten — unter sonst gleichen Bedingungen — Spektren 12.–16. Ordnung auf. Bei einer großen Anzahl untersuchter Quarze fanden sich einige, die Spektren 15.–18. Ordnung lieferten. Einer, dessen Hauptachse senkrecht zur elektrischen lag und dessen Abmessungen $10 \times 40 \times 48$ mm betrugen, ergab bei einer Spannung von 7 kV und einer Frequenz von $5{,}95 \cdot 10^6$ Hertz Spektren bis zur 34. Ordnung. Die Aufnahmen (Fig. 3, s. Tafel III) zeigen Beugungsspektren bei Frequenzen von $5{,}95 \cdot 10^6$ und $9 \cdot 10^6$ Hertz.

3. Einfluß der Temperatur.

Die Quarzkristalle wurden in einen elektrischen Ofen gesetzt, der eine Erwärmung bis zu 600° gestattete. Dabei wurden Spannung und Frequenz konstant gehalten. Es zeigte sich, daß das Beugungsspektrum im Temperaturbereich von 200–350° die größte Intensität und die höchste Ordnungszahl aufwies. Die Tabelle zeigt die Zahl der zu beobachtenden Ordnungen in Abhängigkeit von der Temperatur in einem Bereich von 30–578°. Die Abmessungen des dabei verwendeten Quarzkristalls betrugen $5 \times 35 \times 30$ mm, die Frequenz $4{,}6 \cdot 10^6$ Hertz.

$t°$	Ordnungszahl des Spektrums	$t°$	Ordnungszahl des Spektrums
30	3	367	4
50	3	402	3[1]
82	3	435	3[1]
120	3	462	2[1]
145	3	472	2[1]
178	3	481	1[1]
210	4	490	1[2]
248	4	510	0
275	4	530	0
394	4	578	0[3]
345	4		

4. Einfluß der Elektrodenanordnung.

Wenn man Elektroden geringer Oberfläche über den Quarzkristall schob, zeigte sich, daß Ordnungszahl und Intensität des Spektrums beträchtlich anwuchsen, sobald der Lichtstrahl in das von den Elektroden begrenzte Gebiet des Quarzkristalls fiel. Bei Anordnung der Elektroden über Kreuz (2 an jeder Seite) wurde der Effekt noch größer.

5. Einfluß der Schwingungsfrequenz.

Zweck dieser Serie von Messungen war, Aufschluß zu bekommen über den Einfluß der Schwingungsfrequenz auf das Bild des Beugungsspektrums und über die höchstmögliche Frequenz, bei der das Beugungsspektrum noch beobachtet werden kann. Es gelang, Beugungsbilder bis zu einer Frequenz von $1{,}35 \cdot 10^8$ Hertz zu erhalten. Bei dieser war der Quarzkristall in der 510. Harmonischen erregt. Die Aufnahme (Fig. 4, s. Tafel III) zeigt ein Beugungsspektrum, das bei

1) Geringe Intensität.
2) Sehr geringe Intensität.
3) Zerstörung der Quarzlamelle.

einer Frequenz von $0{,}94 \cdot 10^8$ Hertz gewonnen wurde. Aus den Beugungsspektren wurde die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Quarz bestimmt, und es ergab sich, daß diese bei steigender Frequenz zunimmt (Fig. 5). Ob sich

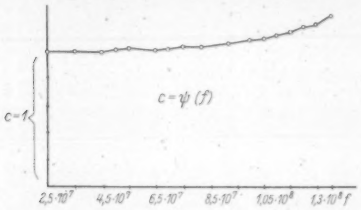


Fig. 5.

diese Ergebnisse durch eine Anomalie der Schalldispersion oder dadurch erklären lassen, daß bei höheren Frequenzen die Erregung des Quarzes in Richtung der Achsen verläuft, die sich durch eine höhere Fortpflanzungsgeschwindigkeit auszeichnen, das muß nach unserer Ansicht durch weitere Messungen in viel breiterem Frequenzbereich ermittelt werden.

Zum Schluß möchte ich auch an dieser Stelle meinen Mitarbeitern R. I. Larionoff und J. B. Borowikoff meinen wärmsten Dank für ihre wertvolle Hilfe bei der Ausführung verschiedener mit der vorliegenden Arbeit zusammenhängender Messungen aussprechen.

Leningrad, Elektrotechnisches Institut.

(Eingegangen 22. September 1934.)

Kristallphotoeffekt bei Monokristallen von Cuprit.

Von Romolo Deaglio.

Das Auftreten des Dember-Effekts bei Kristallen (Kristallphotoeffekt) ist nunmehr durch eine ganze Reihe von Untersuchungen bestätigt worden, die sich von den Demberschen über die Monokristalle von Cuprit (1) bis zu den ebenfalls Demberschen bei den hochisolierenden Kristallen von Proustit, Pyrargirit, Zinkblende (2) und weiter bis zu den neuerlichen von Pelz über die *NaCl*-Kristalle (3) erstrecken.

Für alle zuletzt genannten Kristalle ist indessen der bei Zimmertemperatur und ohne vorhergehende thermische oder Röntgenstrahlenbehandlung gemessene Effekt der Größenordnung nach nicht vergleichbar mit dem normalen Effekt am Cuprit.

Was die Herkunft des Cuprits anbetrifft, so äußert sich der Kristallphotoeffekt in größerem Maße bei den Kristallen von Chessy als bei denen von Tsumeb oder von Cornwall. Von letzterer Herkunft kann man Monokristalle von sehr hellem Cuprit haben, dagegen findet man Cuprit von Chessy gewöhnlich in dunkleren Mustern mit innerer Heterogenität.

Verschiedene Verfasser haben versucht, eine theoretische Deutung zu geben, indem sie die Erscheinung:

1. der direkten Einwirkung des Lichtes auf die Elektronen [Dember (1)], oder
2. der Lichtwirkung auf die Richtung der photoelektronischen Emission [Wolff (4)], oder
3. einer Ausbreitung von durch das Licht erzeugten freien Elektronen nach den dunklen Teilen des Kristalls hin (Dember, Wolff) oder
4. der Erzeugung von Potentialsprüngen wegen der verschiedenen Elektronenkonzentration in dem belichteten und dem weniger belichteten oder dunklen Teile des Kristalls [Teichmann (5)]

zuschrieben.

Keine der vorgeschlagenen Theorien ist einwurfsfrei, und ganz besonders ist keine imstande, das Auftreten eines Stromes zu erklären, den man in der die Dember-Anordnung darstellenden geschlossenen Kette von Leitern erster Klasse erhält.

Zur Entscheidung zwischen den verschiedenen vorgeschlagenen Theorien ist dann der Versuch von Deaglio (6) über das Vorhandensein des Kristallphotoeffekts auch in einem anscheinend symmetrischen Stromkreis, wo der photoelektrische Sperrschichteffekt an der Grenzfläche Metallelektrode–Cuprit auszuschließen ist, von besonderer Bedeutung.

Außerdem berichtete Deaglio über die Beobachtung einer neuen Erscheinung, und zwar, daß der Dember-Effekt mit der Zeit abnimmt, wenn der zu untersuchende Kristall unter der Einwirkung des Lichtes gehalten wird. Diese neue Eigenschaft des Kristallphotoeffekts hat Deaglio veranlaßt, eine neue nichtelektronische Theorie der Erscheinung vorzuschlagen. Nach Deaglio ist das Licht imstande, im Kristall Ionen elektrolytischer Natur zu erzeugen; die geschlossene Kette von Leitern, zu der der Kristall gehört, enthält also einen elektrolytischen Leiter (das belichtete Cuprit), es kann sich also, falls die Kette einen hinreichend dissymmetrischen Charakter aufweist, eine Säule bilden, deren EMK. der Dember-Effekt bildet.

Um diese Theorie zu bestätigen, habe ich vor kurzem Untersuchungen derselben Art an natürlichen Monokristallen von Cuprit verschiedener

Herkunft angestellt. Dabei verwendete ich noch dieselbe Anordnung wie bei den früheren Versuchen, und zwar stets unter Bedingungen, bei denen jeder photoelektrische Sperrschichteffekt vermieden ist. Außerdem verwendete ich auch bei diesen Versuchen eine Hilfs-EMK., um eine der Elektroden auf ein negatives Potential von einigen Volt zu bringen und so darauf den Niederschlag von positiven Ionen zu begünstigen. Tatsächlich ist, wie schon in einer früheren Mitteilung des Verfassers (7) bemerkt wurde, die EMK. nicht erforderlich; das Vorzeichen des Kristallphotoeffekts ist derart, daß sich auf der belichteten Elektrode positive Ionen niederschlagen. Die Hilfs-EMK. hat bloß den Zweck, einen raschen Ablauf des Versuchs zu ermöglichen.

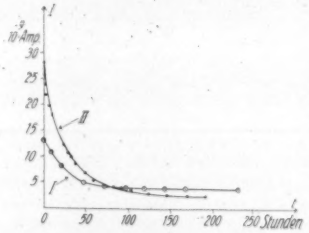


Fig. 1.

Nachstehend sind die Ergebnisse der neuen Messungen des Kristallphotoeffektes dargestellt. In Fig. 1 werden die Kurven wiedergegeben, die die Abnahme des Dember-Effekts für zwei verschiedene Monokristalle anzeigen. Die Kurve I bezieht sich auf einen Tsumebkristall, die Kurve II auf einen Monokristall von Cornwall; beide Kristalle waren als Blättchen von 1 mm Dicke und 3–4 mm² Oberfläche ausgebildet. Bei beiden ist der Widerstand im Dunkeln $R_D = 10^6$ Ohm.

Fig. 2 bezieht sich auf einen dunklen Cuprit-monokristall aus Chessy; Blättchen 4 mm Dicke und 7–8 mm² Oberfläche; $R_D = 5 \cdot 10^4$ Ohm. Der anfängliche Kristallphotoeffekt erreicht bei diesem Exemplar etwa 0,07 V. Nach 72stündiger Belichtung wurde der Kristall 48 Stunden im Dunkeln gehalten. Aus der Abbildung ist auch ersichtlich, wie sich der Kristallphotoeffekt in diesem Zeitintervall ändert.

Obige Resultate bestätigen vor allem, daß der Kristallphotoeffekt bei den Cuprit-monokristallen verschiedener Herkunft dasselbe Verhalten zeigt, wie schon für das Chessy-Cuprit angegeben (6). Die schnelle Zunahme des Dember-Effekts im Dunkeln, und die rasche Abnahme desselben, sobald man die Belichtung wieder aufnimmt (Fig. 2), sind sicher einem thermischen Effekt zuzuschreiben, d. h. die umkehrbaren Veränderungen vollziehen sich praktisch in 1 Stunde. Aus einem Vergleich der Dauer der Versuche kann man auf die Identität dieser Veränderungen des Dember-Effekts mit den raschen Veränderungen von Teichmann (8) und den raschen elektrometrischen von Mönch und Stühler (9) schließen.

Doch genügt die Hypothese von Teichmann, „man könne die Ermüdung des Dember-Effekts auf einen rein thermischen Effekt zurückführen", an sich allein nicht, um die beobachteten Tatsachen zu erklären.

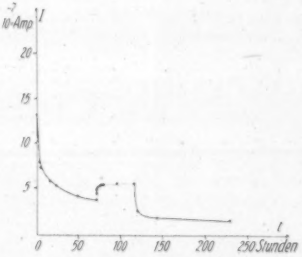


Fig. 2.

Die Veränderungen des Dember-Effekts mit dem Aufhören der konstanten Belichtung oder bei Wiederaufnahme derselben, können nur zu ungefähr 30 Proz. der beobachteten Fälle bei dem Chessykristall und zu etwa 11 Proz. bei dem Tsumebkristall (Fig. 2) die Abnahme des Dember-Effekts mit der Zeit erklären.

Nur für diesen Prozentsatz muß man die Einwände Mönchs und Teichmanns anerkennen.

Für den Rest, welcher den überwiegenden und nicht mit der Zeit umkehrbaren Teil bildet, behält die elektrolytische Hypothese Deaglios noch ihren Wert.

Untersuchungen, die eine direkte Kontrolle der elektrolytischen Theorie gestatten, sind nicht einfach; doch sind weitere Versuche im Gange, und zwar Versuche der Ermüdung in monochromatischem Lichte, die geeignet sind festzustellen, ob die Durchsichtigkeit der Elektrode, auf der sich positive Ionen (Kupferionen?) niederschlagen sollten, für die verschiedenen Farben verschieden ist; Versuch der Ermüdung des Dember-Effekts mit einem so gerichteten Hilfsstrom, daß kein metallisches Ion auf der Goldelektrode niedergeschlagen werden kann.

Endlich bestätigen die angestellten Versuche, daß der Kristallphotoeffekt im Verhältnis steht zum Reinheitsgrad des Monokristalls, in Übereinstimmung mit dem, was Mönch (10) über den Kristallphotoeffekt von künstlichen Cuprit-monokristallen berichtet.

In der Tat ist der Effekt am geringsten bei den Tsumebkristallen, stärker bei denen von Cornwall und am stärksten bei den dunkleren, einschlußreichen Chessykristallen. Daraus läßt sich also schließen, daß der Kristallphotoeffekt an die Gegenwart von heterogenen Substanzen im Kristall gebunden ist, und diesen Umstand sollte man nach meiner Meinung berücksichtigen, wenn man eine Erklärung des Dember-Effekts geben will.

Literaturverzeichnis.

1) H. Dember, Physik. Zeitschr. **32**, 554, 856, 1932 und **33**, 207, 1932.
2) H. Dember, Naturwiss. **20**, 758, 1932.
3) S. Pelz, Naturwiss. **21**, 517, 1933.
4) T. Wolff, Physik. Zeitschr. **33**, 621, 1932.
5) H. Teichmann, Proc. Roy. Soc. A. **139**, 105, 1933.
6) R. Deaglio, Zeitschr. f. Phys. **83**, 179, 1933.
7) R. Deaglio, Atti R. Acc. Scienze Torino **68**, 513, 1933.
8) H. Teichmann, Zeitschr. f. Phys. **87**, 264, 1933.
9) G. Mönch u. R. Stühler, Zeitschr. f. Phys. **85**, 131, 1933.
10) G. Mönch, Naturwiss. **21**, 751, 1933.

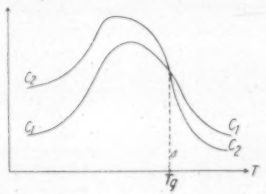
Torino, Laboratorio di Fisica Sperimentale del R.-Istituto Superiore di Ingegneria, 5. Novembre 1934.

(Eingegangen 9. November 1934.)

Zur Diskussion über die thermodynamischen Gleichgewichte.

Von E. Justi und M. v. Laue.

Trotz der Überzeugung, daß nach der Aussprache in Pyrmont weitere Diskussion wenig Zweck hat, bis neue Versuchsergebnisse vorliegen, möchten wir uns gegen ein Mißverständnis in dem Vortrage Euckens wenden[1]), damit sich dies nicht festsetzt. Dort heißt es nämlich, nach einer der Figuren zum Vortrag Laue müßte die Kurve der spezifischen Wärme – darunter verstanden die spezifische Wärme der jeweils stabilen Phase[2]) – in der Nähe eines Gleichgewichtes dritter Art zwei Maxima haben. Zufällige Besonderheiten der erwähnten Figur, die doch nur eine unter unendlich vielen Möglichkeiten willkürlich herausgreift, möchten wir nicht erörtern. Thermodynamische Bedingung für die spezifischen Wärmen bei konstantem Druck, c_1 und c_2, ist nur, daß $c_1 > c_2$ oberhalb der Gleichgewichtstemperatur T_g, unterhalb umgekehrt $c_1 < c_2$ ist – sofern wir, wie früher, die oberhalb T_g stabile Phase als die erste bezeichnen. Diese Bedingung erfüllen unter vielen anderen auch Kurven nach Art der in der Figur dargestellten; in dieser Figur hat aber die Kurve der jeweils stabilen Phase nur ein Maximum.



Möglicher Verlauf der spezifischen Wärme bei einem Gleichgewicht 3-ter Art.

Allerdings zeigt diese Kurve in jedem Fall bei T_g einen Knick; Erwärmungskurven, wie die von Justi für Sauerstoff bei 44° aufgenommenen, müßten ihn als unstetige Änderung der Krümmung erkennen lassen. Denn ist Q die in der Zeiteinheit zugeführte Wärme, so lautet die Differentialgleichung der Erwärmungskurve (T als Funktion der Zeit t):

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q}{c_p},$$

folglich gilt:

$$\frac{d^2T}{dt^2} = -\frac{Q}{c_p^2}\frac{\partial c_p}{\partial T}\frac{dT}{dt} = -\frac{Q^2}{c_p^3}\frac{\partial c_p}{\partial T}.$$

Wenn Justis Kurven dies nicht zeigen[1]), so kann man daraus aber keinen Schluß gegen ein Gleichgewicht dritter Art ziehen, solange man über die Größe des Sprunges von $\frac{\partial c_p}{\partial T}$ nichts auszusagen weiß. Auch ist der im Nenner auftretende, hier recht erhebliche Faktor c_p^3 zu beachten.

1) A. Eucken, Physik. Zeitschr. **35**, 954, 1934.
2) Daß wir auf Euckens Vorschlag, im vorliegenden Fall von Zustandsänderungen, nicht von Phasenänderungen zu sprechen, nicht eingehen, geschieht in der Erwägung, daß zwei Flächen des thermodynamischen Potentials doch im allgemeinen recht weit getrennt liegen können, auch wenn sie sich unter Berührung durchdringen.

1) Natürlich kommen für diese Prüfung nur Registrierkurven in Betracht.

Berlin, Dezember 1934.

(Eingegangen 4. Januar 1935.)

Erwiderung auf die vorangehende Notiz: Zur Diskussion über die thermodynamischen Gleichgewichte von E. Justi und M. v. Laue.

Von A. Eucken.

Aus der Fig. 5 des Vortrages der Herren Justi und von Laue ergibt sich eindeutig, daß für die spezifische Wärme der beiden Zustandsformen je ein Maximum existieren muß. Man wird nun zunächst annehmen, daß diese beiden Maxima normalerweise mehr oder weniger dicht nebeneinander liegen; der ausdrückliche Hinweis der Herren Justi und von Laue, daß dieselben für gewisse von ihnen besonders hervorgehobene Schlußfolgerungen ineinander geschachtelt sein müssen, wird daher, wie ich annehme, auch für eine Anzahl weiterer Leser nicht ganz überflüssig sein.

Ich lasse es dahingestellt, ob man vom physikalischen Standpunkt ein derartiges Phänomen (d. h. einen Temperaturverlauf der spez. Wärmen von der auf Fig. 1 der vorangehenden Notiz angegebenen Art) als wahrscheinlich wird ansehen können; in Wirklichkeit sind ja die Umwandlungserscheinungen, die sich wegen des Fehlens eines scharfen Umwandlungspunktes nicht ohne weiteres als normale Phasenumwandlungen ansprechen lassen, keineswegs selten.

Darüber hinausgehend möchte ich aber bei dieser Gelegenheit meiner Überzeugung Ausdruck geben, daß die formal-thermodynamische Behandlung des Problems hier ebenso, wie in vielen anderen Fällen, wenig erfolgversprechend sein dürfte, vor allem weil man von vornherein einer allzu großen Fülle von konkreten Möglichkeiten gegenübersteht, so daß es häufig schwer ist, von Fall zu Fall zu entscheiden, welche von diesen Möglichkeiten tatsächlich verwirklicht ist. Selbst wenn letzteres aber gelingt, ist damit in der Regel für das eigentliche (physikalische) Verständnis des betreffenden Phänomens meistens wenig gewonnen.

Dagegen besteht für den Theoretiker gegenwärtig die durchaus lohnende Aufgabe einer möglichst quantitativen Erfassung der eigentümlichen Umwandlungserscheinungen vom Standpunkt der kinetischen Theorie. Ohne irgendwelche speziellen Annahmen lehrt die letztere, daß bei normalen Körpern bei bloßer Steigerung der Temperaturen schroffe Maxima der spezifischen Wärme nicht auftreten können; beobachtet man sie trotzdem, so kann es sich nur um irgendwelche inneren Veränderungen des betreffenden Körpers handeln, die auf verschiedenen (hier nicht zu erörternden) Ursachen beruhen können. Wenn man nun aber den Begriff Phase so verfeinert, wie es Ehrenfest und im Anschluss an diesen die Herren Justi und von Laue tun, so sollte man wenigstens fordern, daß derartige „Phasen" sich wie normale Körper verhalten und nicht selbst noch (durch Auftreten schroffer Maxima der spezifischen Wärme) Anzeichen für tiefer greifende innere Umwandlungen bieten. Es scheint mir daher zweifelhaft, ob die gedankliche Verwendung von „Phasen" mit den von den Herren Justi und von Laue angenommenen Eigenschaften uns dem Ziel, die betreffenden Umwandlungserscheinungen physikalisch befriedigend zu deuten, wesentlich näher bringt.

Göttingen, Physikalisch-Chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 9. Januar 1935.)

BESPRECHUNGEN.

H. T. S. Britton, Conductometric Analysis. Principles, Technique, Applications. Kl.-8°. XI und 178 S. Mit 49 Fig. London 1934. Chapman and Hall. Ltd. Geb. 12/6 net.

Innerhalb der Bestrebungen der modernen analytischen Chemie, die durch die physikalische Chemie gebotenen Hilfsmittel zur Bewältigung analytischer Aufgaben in Wissenschaft und Praxis nach Möglichkeit heranzuziehen, macht sich im Lauf der letzten Jahre ein steigendes Interesse für die Leitfähigkeitstitration geltend. Diese hat nun in dem vorliegenden Buch eine neue, recht gründliche und umfassende — in englischer Sprache geschriebene — monographische Darstellung gefunden.

In den ersten beiden Kapiteln werden die theoretischen Grundlagen der Konduktometrie klar und eingehend besprochen, während im 3. und 4. Kapitel die praktisch bewährten Versuchsanordnungen (mit akustischer und visueller Beobachtung) beschrieben werden. Die folgenden Kapitel (5. bis 15.) sind der Besprechung zahlreicher Anwendungsmöglichkeiten gewidmet: Die Titration starker und schwacher sowie mehrwertiger Säuren und Basen, die Bestimmung mehrerer Säuren bzw. Basen nebeneinander, Verdrängungs-, Komplexbildungs- und Fällungstitrationen werden praktisch erläutert und theoretisch begründet.

Leider entsteht hier und da der Eindruck, daß der Verfasser gelegentlich die Ergebnisse konduktometrischer Titrationen, anstatt die Resultate zahlreicher anderer Arbeitsmethoden in ausreichendem Maße mit heranzuziehen, allzu einseitig ausdeutet. Das gilt vor allem für die im 12. und 13. Kapitel — im Rahmen dieses Buches m. E. zu ausführlich

referierten — Arbeiten des Verfassers selbst. Es geht z. B. nicht an, lediglich aus dem Verlauf der konduktometrischen Titration einer angesäuerten Natriumchromatlösung mit Natronlauge (S. 72) den Schluß zu ziehen, daß in wässeriger Lösung keine Dichromsäure existiere. Zahlreiche andere Tatsachen, vor allem die Verschiedenheit in der Farbe wässeriger Chromat- und Dichromatlösungen, sprechen deutlich für die Existenz von Dichromationen, und der Verlauf der Leitfähigkeitstitration läßt sich auch unter dieser Annahme sehr gut erklären. Derartige Fragen lassen sich durch konduktometrische (und potentiometrische) Titrationen allein nicht entscheiden. K. Fr. Jahr.

Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik.

Herausgegeben von A. Eucken u. K. L. Wolf. Bd. 9, II: Molekül- und Kristallgitterspektren. Bearbeitet von W. Finkelnburg, R. Mecke, O. Reinkober und E. Teller. 408 S. Mit 198 Abbildungen. Leipzig 1934. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Geb. RM 36.—.

Die Untersuchung der Molekülspektren ist für die Erforschung des Baues der Moleküle, die Bestimmung ihrer geometrischen Struktur, ihrer Trägheitsmomente, Schwingungsfrequenzen, Dissoziationsarbeiten, Elektronenzustände u. a. von ausschlaggebender Bedeutung geworden. Dies Gebiet war daher auch in dem Eucken-Wolfschen Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik ausführlich zu behandeln. Das geschieht in dem vorliegenden Band.

Der Band gliedert sich in drei große Abschnitte: „Die langwelligen Spektren", „Bandenspektren im sichtbaren und ultravioletten Gebiet" und „Die Struktur mehratomiger Molekeln auf Grund ihrer Spektren".

Im ersten Hauptabschnitt, über die langwelligen Spektren, wird zunächst von O. Reinkober eine kurze Darstellung der experimentellen Methoden der Ultrarotspektroskopie gegeben, die eine sehr gute Einführung in dieses Gebiet ist. Sodann wird von E. Teller die Theorie der langwelligen Molekülspektren behandelt. In diesem Artikel wird alles das, was man auf Grund der Theorie über die Rotation und Schwingung zwei- und mehratomiger Moleküle weiß, sehr gründlich zusammengestellt. Vielfach hat der Verfasser eigene, zum Teil noch unveröffentlichte Arbeiten in der Darstellung benutzen können. An vielen Stellen bringt er wichtige Einzelheiten, die man gemeinhin übersieht, und anschauliche Begründungen für quantenmechanische Aussagen, die man sonst nirgends findet. Im ganzen muß dieser Artikel als besonders gut gelungen bezeichnet werden. Die Darstellung ist außerordentlich klar, so daß sie auch für den Nichttheoretiker gut verständlich sein dürfte. Jeder, der sich irgendwie eingehender mit den mehratomigen Molekülen befassen will, wird diesen Artikel zu Rate ziehen müssen.

Im Anschluß an die Theorie der langwelligen Molekülspektren wird, gleichfalls von Teller, die Theorie der Kristallgitterspektren behandelt. Dieser Artikel gibt ebenfalls einen vorzüglichen Überblick. Die Darstellung ist wesentlich kürzer gehalten, da man zur Untersuchung der Kristallstrukturen die viel wirksamere Methode der Röntgeninterferenzen hat. Die Spektren der Kristalle geben jedoch ein Mittel an die Hand, um die Kräfte, die die Bestandteile eines Kristalls zusammenhalten, zu berechnen.

Im zweiten Hauptabschnitt wird zunächst eine kurze Darstellung der Methoden zur Erzeugung von Bandenspektren im sichtbaren und ultravioletten Gebiet und der Hilfsmittel bei der Bandenanalyse von W. Finkelnburg gegeben, die in knapper Form wohl alles Wesentliche bringt und besonders für denjenigen, der sich noch nicht näher mit dem Gegenstand beschäftigt hat, sehr willkommen sein wird. Es folgt eine Darstellung der Theorie der Elektronenzustände und Elektronenbandenspektren zweiatomiger Moleküle, ebenfalls von Finkelnburg. Der Verfasser gibt von diesem heute schon weitgehend abgeschlossenen Gebiet eine flüssig und übersichtlich geschriebene, knappe und zuverlässige Darstellung, die für denjenigen, der nicht die wesentlich umfangreicheren schon vorhandenen Lehrbücher durcharbeiten will, besonders nützlich sein wird. Der Verfasser geht dabei jeweils aus von den Ergebnissen der Theorie, die dann an Hand von gut gewählten Beispielen im einzelnen diskutiert werden. Die experimentellen Ergebnisse der Bandenspektroskopie zweiatomiger Moleküle werden dann von R. Mecke in einer Reihe von Tabellen zusammengestellt, wobei jeweils im Text auf die vorhandenen Gesetzmäßigkeiten hingewiesen wird. Zum Teil werden auch die einzelnen Spektren beschrieben. Vollständigkeit ist dabei nicht angestrebt worden.

Im letzten Hauptabschnitt des Bandes werden von Mecke noch einmal von mehr experimentellen Gesichtspunkten aus (im Gegensatz zu dem Artikel von Teller) die mehratomigen Moleküle dargestellt. Zunächst wird die Rotationsstruktur mehratomiger Moleküle behandelt, insbesondere der Fall des unsymmetrischen Kreisels (Meckes Wasseranalyse). In einem zweiten Unterabschnitt wird die Berechnung der Normalschwingungen mehratomiger Moleküle auf Grund der verschiedenen Modellvorstellungen besprochen. Hier konnte der Referent den Meckeschen Ausführungen nicht immer ganz folgen. In einem dritten Abschnitt wird schließlich das vorliegende experimentelle Material über die mehratomigen Moleküle zusammengestellt.

Es mögen noch einige kleinere Mängel erwähnt werden, die hier nur deshalb Platz finden sollen, damit sie vielleicht bei späteren Ergänzungsbänden des Handbuchs vermieden bzw. korrigiert werden können. 1. In dem Tellerschen Artikel wird des öfteren nicht die international vereinbarte Nomenklatur benutzt, im Gegensatz zu den übrigen Teilen des Handbuchs. 2. Die Bemerkung auf S. 223, daß bei der Bildung eines Moleküls aus bestimmten Atomzuständen für Λ alle zwischen $(L_1 + L_2)$ und $(L_1 - L_2)$ liegenden ganzzahligen Werte möglich sind, ist unrichtig (vgl. Mulliken, Rev. Mod. Phys. 4, 25, 1932). 3. Die auf S. 346 erwähnte Beziehung $v_1 - v_2 = l$ für die Drehimpulsquantenzahl der Knickschwingungen ist nicht richtig. 4. Auf S. 375 und 376 wird zweimal hervorgehoben, daß die Experimente zeigten, daß C_2H_2 im Grundzustand schwach gewinkelt ist. Diese Ausdrucksweise kann zu erheblichen Mißverständnissen führen. Gemeint ist offenbar nur die Tatsache, daß durch die Knickschwingungen das Molekül gewinkelt wird und daß wegen des Vorhandenseins der Nullpunktsschwingung die vier Kerne auch im Grundzustand nicht exakt, sondern nur innerhalb der quantenmechanischen Ungenauigkeit auf einer Geraden liegen.

Diese weniger wichtigen Einzelheiten beeinflussen in keiner Weise den Gesamteindruck, daß der vorliegende Band des Eucken-Wolfschen Handbuchs sowohl zur Einarbeitung in das Gebiet der Molekülspektren wie auch als Nachschlagewerk für den Spezialisten aufs beste empfohlen werden kann. Er stellt eine äußerst wertvolle Bereicherung unserer Handbuchliteratur dar. G. Herzberg.

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft, R. J. Meyer und E. Pietsch. 8. Aufl. Berlin 1934. Verlag Chemie.

Systemnummer 59: Eisen, Lieferung A 6. Gr.-8°. XXI und 253 S. Mit 145 Fig. Preis RM 41.50, Subskr. RM 36.—.

Systemnummer 59: Eisen. Lieferung A 7. Gr.-8°. XXVI und 213 S. Mit 119 Fig. Preis RM 36.—, Subskr. RM 31.50.

Systemnummer 35: Aluminium, Lieferung A 1, Gr.-8°. IV und 284 S. Mit 27 Fig. Preis RM 43.—, Subskr. 38.—.

Systemnummer 35: Aluminium, Lieferung A 2, Gr.-8°. VI und 165 S. Mit 3 Fig. Preis RM 26.—, Subskr. 22.50.

Lieferung A 6 des „Eisens" (Mitarbeiter: R. Sahmen, H. Gruss, B. Große-Eggebrecht, W. Baukloh, W. Liestmann, A. Eisner, L. Edens, C. Salzmann, E. Franke, H.-J. Wiester) enthält die Systeme, die metallisches Eisen neben nichtmetallischen Komponenten (*S, Se, Te, B, N*) enthalten. Den überwiegenden Teil der Lieferung nimmt naturgemäß das System Eisen-Kohlenstoff ein, das auch das weiteste Interesse in technischen Fachkreisen finden wird. Einer eingehenden physikalisch-chemischen Besprechung des Zustandsdiagramms folgen reich bebilderte und gründlich belegte Darstellungen aller weiterverarbeitenden Vorgänge beim Stahl, wie Härten, Anlassen, Zementieren, Kaltverformung usw.

Lieferung A 7 des „Eisens" (Bearbeiter: O. von Auwers) ist auch als Sonderwerk käuflich unter dem Titel: „Magnetische und elektrische Eigenschaften des reinen und kohlenstoffhaltigen Eisens". Den Theorien des Ferromagnetismus und den magnetischen Daten des Eisenatoms folgt die Darstellung der magnetischen Eigenschaften des realen Werkstoffs Eisen in allen seinen Erscheinungsformen vom reinen Eisen bis zu den Stählen, einschließlich der mechano-, galvano- und thermomagnetischen Effekte. In ähnlicher Anordnung schließen sich die elektrischen Eigenschaften an. Der Plan, das Eisen als wichtigsten technischen Werkstoff mit besonderer Ausdehnung des Rahmens zu behandeln, hat hier nicht nur dem Techniker, sondern vor allem dem Physiker eine Zusammenstellung wichtigster Tatsachen gegeben, die wohl einzig dasteht.

Vom Eisen fehlen jetzt nur mehr „mechanische und thermische Eigenschaften" sowie einige Legierungssysteme.

„Aluminium", Lieferung A 1 und A 2. Vom Aluminium lag bisher nur Lieferung B 1, enthaltend einen Teil der Aluminiumverbindungen, vor. Um so mehr ist es zu begrüßen, daß die beiden neuen Lieferungen jetzt die Behandlung des Elements Aluminium vorlegen, das ja in seiner Bedeutung als Werkstoff dem Eisen immer näherkommt. Abgesehen von der im Gmelin nun schon gewohnten erschöpfenden Behandlung des chemischen und physikalischen Verhaltens kommt auch der Metallurg auf seine Rechnung, indem die Abschnitte über Vorkommen, Gewinnung und Darstellung sowie elektrochemisches Verhalten den Stoff, der ja hier den Umfang des Eisens nicht erreicht, in ausgezeichneter Übersichtlichkeit darstellen. G.-M. Schwab.

G. Joos, Lehrbuch der theoretischen Physik. Zweite Auflage. Gr.-8°. 676 S. Mit 164 Fig. Leipzig 1934. Akademische Verlagsgesellschaft. Preis gebunden RM 24.—, geheftet RM 22.—.

Wenn heute ein doch recht umfangreiches und auch gar nicht leichtes Buch schon nach kaum zwei Jahren in zweiter Auflage erscheint, muß hinter diesem Ereignis mehr stecken als nur der wirklich erstaunlich geringe Preis. Auf die große sachliche und pädagogische Gedankenarbeit, die hier ihren Niederschlag gefunden hat, und auf die Konzentration und Auswahl des Stoffes, die hier in so vorzüglicher Weise gelungen sind, haben denn auch die Besprechungen der ersten Auflage schon gebührend hingewiesen. Dies zu wiederholen, ist nicht mehr nötig: das Buch gehört zum festen Bestand der deutschen physikalischen Literatur.

So bleibt nur zu berichten, daß Druckfehler und Versehen nun sorgfältig ausgemerzt sind und daß von umfangreicheren Ergänzungen ein Abschnitt über die elektro- und magnetokalorischen Effekte und vor allem ein Kapitel über Kernphysik neu hinzugekommen sind. Fortgelassen wurde der Beweis über die Unerreichbarkeit des absoluten Nullpunkts. Fortbleiben können hätte wohl auch der Abschnitt über die selbständigen Entladungen; nicht weil hier Unrichtiges stände, sondern weil er in dieser Kürze allzusehr die tieferen und auch für den reinen Theoretiker vielfach doch recht reizvollen (und schwierigen) eigentlichen Problemstellungen übergehen mußte. Vielleicht entschließt sich der Verfasser, gelegentlich einmal in einem „Ergänzungsband" diese und noch eine ganze Reihe anderer speziellerer Probleme zu sammeln und mit derselben Schönheit und Klarheit darzustellen, die sein Buch auszeichnen. Unsere Studenten und sicher auch mancher Dozent würden ihm dafür ebenso dankbar sein wie für das Geschenk, das er der deutschen Physik mit seinem Werk bereits gemacht hat. R. Seeliger.

McLachlan, N. W., Loud Speakers. Oxford Engineering Science Series. 8°. XII und 399 S. Mit 165 Fig. Oxford 1934. The Clarendon Press. 40/—.

Im letzten Jahrzehnt haben sich die Arbeiten auf elektroakustischem Gebiet in so starkem Maße gehäuft, daß es dem Fernerstehenden wohl kaum noch gelingen dürfte, sich einen Überblick über die Fragenkomplexe dieses Gebietes zu verschaffen.

Es ist unbestreitbar das Verdienst McLachlans, in vorbildlicher Weise alle überhaupt wichtigen Arbeiten über die Probleme des Lautsprecherbaues in seinem Buche „Loudspeakers" zusammengetragen zu haben. Mit der dem Engländer eigenen Klarheit baut er sein Werk auf: Im ersten, dem mathematisch interessierten Leser vorbehaltenen Teil stellt er mit großer Verständlichkeit dar, was für den theoretischen Elektroakustiker von Bedeutung ist. Schallausbreitung, schwingende Membranen, Einfluß des umgebenden Mediums auf diese, Schalleistung, Theorie der dynamischen und statischen Lautsprecher, Betrachtungen über die Formgebung von Trichtern gehen dem zweiten Teil, der dem Praktiker zugedacht ist, voran.

Dieser zweite Teil gibt, fast unter Verzicht auf einen mathematischen Apparat, dem Lautsprecherkonstrukteur ein Werk an die Hand, das es ihm ermöglicht, seine Konstruktionen nach elektroakustischen Grundsätzen auszuführen, ohne sich, wie das bisher leider oft anzutreffen war, nur auf die Erfahrung des Werkmeisters verlassen zu müssen. Antriebsmechanismen, Gestalt und Gestaltung des Magnetfeldes, Wirkungsgrad, Messungen der Impedanz und der Frequenzabhängigkeit dürften auch für den Fachmann gelegentlich neue Gesichtspunkte bringen, da McLachlan neben der ausgedehnten Benutzung deutscher Arbeiten auch die für uns oft schwer zugänglichen englischsprachigen Veröffentlichungen bedienen konnte. Konstruktion und Berechnung elektrodynamischer hornloser und Hornlautsprecher beschließen den noch handlichen Band. Ein reiches Literaturverzeichnis vervollständigt dem, der noch mehr Einzelheiten erfahren will, diese reichhaltige Übersicht über Theorie und Praxis des Lautsprecherbaues, für die es bis jetzt leider kein äquivalentes deutsches Werk gibt.

Man ist oft überzeugt, daß ein Buch empfohlen werden kann, aber seine Existenzberechtigung erbringt ein Buch doch immer erst durch rege Inanspruchnahme. Für dieses bis auf den neuesten Stand der Lautsprecherentwicklung gebrachte Werk dürfte es nicht schwer sein, den Nachweis dieser Berechtigung zu erbringen.

R. Goldammer.

M. v. Rohr und H. Boegehold, Das Brillenglas als optisches Instrument. Mit einem Beitrage von H. Hartinger. X und 281 S. Mit 119 Abbildungen und einem Bildnis von Allvar Gullstrand. Berlin 1934. Jul. Springer. RM 24.—, geb. 25.80.

Dies von wissenschaftlichen Mitarbeitern an der Optischen Werkstätte von Carl Zeiss, Jena, herausgegebene Werk stellt eine völlige Neubearbeitung des von M. v. Rohr allein verfaßten Buches „Die Brille als optisches Instrument" dar, das zuerst 1911 im Verlage von Wilh. Engelmann erschien und damals 172 Seiten mit 48 Abbildungen umfaßte.

Als zweite Auflage zählt ein Abdruck von 1921 in der dritten Auflage des „Handbuches der gesamten Augenheilkunde", bei Jul. Springer, dessen Umfang bereits auf 254 Seiten und 112 Abbildungen angewachsen war.

Auch die jetzt vorliegende Bearbeitung, die als dritte Auflage gelten kann, zeigt wieder eine erstaunliche Vermehrung des Inhaltes. Sie wäre an Seitenzahl noch erheblicher ausgefallen, wenn nicht die Bearbeiter recht beträchtliche Kürzungen vorgenommen hätten. So sind im Text die Ableitungen aller Formeln fortgefallen.

Weiter ist das Quellen- und Namenverzeichnis, das bekanntlich bei allen aus dem Zeisskreis stammenden Büchern einen besonders breiten Raum einnimmt, dadurch stark gekürzt worden, daß es sich in der Hauptsache auf die vor 1913 erschienene Literatur beschränkt. Für die neuere Literatur werden durch ein besonderes Verweisungssystem die fortlaufenden Besprechungen und Angaben in der „Zeitschrift für ophthalmologische Optik" herangezogen und benutzt. — Bei der bekannten historischen und philologischen Akribie des Herrn v. Rohr, der es versteht, auf dem jeweils von ihm bearbeiteten Gebiet nicht nur die Veröffentlichungen, sondern auch die wirtschaftlichen und persönlichen Zusammenhänge bis zu den kleinsten Beiträgen und verborgensten Quellen aufzuspüren, kann man wohl annehmen, daß es ihm nunmehr in der dritten Auflage des Brillenbuches wirklich lückenlos gelungen ist, alles zusammenzutragen, was für das Quellenstudium auf dem ganzen weiten Feld des Brillenfaches brauchbar sein könnte.

Der Physiker pflegt sich allerdings weniger für die Herkunft und allmähliche Entwicklung einzelner Erkenntnisse und Konstruktionen zu interessieren, als für ihren sachlichen Inhalt und ihre praktische Bedeutung.

Andererseits kennt der Physiker meist nur die dioptrischen Grundlagen der Fehlsichtigkeit. Allenfalls weiß er noch, daß erst durch die von Gullstrand erkannte Wichtigkeit des Augendrehpunktes für die Brillenwirkung der Anstoß zu den neueren sogenannten punktförmig abbildenden Gläsern gegeben wurde. Weiter aber pflegt er sich um das Brillenglas nicht zu kümmern.

In diesem Buche findet er außerdem behandelt die von Brillen bewirkten Änderungen der Bildgröße und Tiefenvorstellung bzw. der Raumerfüllung, natürlich auch die Farbfehler der Brille und ihre Verzeichnung, ferner alle astigmatischen Gläser (zylindrisch, torisch, prismatisch). Daneben stehen die vielen Sonderformen, wie Lupenbrillen, Fernrohrbrillen, Schielbrillen, Vorhängebrillen, die Zweistärkengläser, Haftgläser usw. Dazu treten noch die verschiedenen Schutzbrillen (gegen äußere Angriffe, gegen zu starke Bestrahlung und gegen bestimmte Strahlengruppen). Auch die Behandlung der Taucherbrillen sei erwähnt. Der im Titel besonders aufgeführte Beitrag von H. Hartinger betrifft die „Dezentrierung zweifach symmetrischer Linsen im achsennahen Raum", ferner den „Richtungsunterschied zwischen Ablenkung und Dezentration" und den „Einfluß des Öffnungsfehlers".

Kurzum, ein wahrhaft erschöpfendes Werk, Zeugnis eines unendlichen Fleißes. — Ob es viele Physiker lesen werden? Es wäre zu wünschen! Denn wie viele von uns tragen nicht Brillen!

Niemand wird zweifeln, daß man Instrumentenkunde treiben muß, daß also, wer z. B. mit Galvanometern arbeitet, auch die Theorie der elektrischen Meßinstrumente kennen sollte. — Ist das Auge und seine Krücke, die Brille, nicht auch ein Instrument? Wer als Brillenträger irgendwelche Ablesungen oder Einstellungen vorzunehmen hat, der sollte demnach auch die Theorie der Brille beherrschen!

Gerade in dieser Hinsicht darf Referent vielleicht den Wunsch aussprechen, daß in einer künftigen weiteren Bearbeitung auch die Fragen noch

besonders behandelt werden mögen, die sich beim Gebrauch optischer Instrumente für Brillenträger ergeben, z. B. „das astigmatische Auge am Spektroskop" oder „der Ungleichsichtige am Stereoskop" und viele andere mehr.

Noch ein Wort zur Bezeichnungsfrage! Die in den früheren Auflagen gebrauchten Formelgrößen mit ihrer für den älteren Zeisskreis so charakteristischen Überladung mit Indizes und Beiwerten sind glücklicherweise in der neuen Bearbeitung verlassen worden. Dank sei den Regeln der Deutschen Gesellschaft für angewandte Optik (Normblatt Din 1335)! Aber noch immer stoßen wir auf ganz überflüssig unhandliche Schreibweisen, z. B. auf S. 3

$$1/\overline{F} = 1/\overline{r} : \mathring{1} - (n-1)\,d/n\overline{r}\,.$$

Warum nicht gleich

$$r_2 = r_1 - \frac{n-1}{n} \cdot d\ ?$$

Ist es ferner wirklich nötig, zu unterscheiden zwischen H, H', H_1; H'_1, H_1, H'_1, H_2, H'_2, H'_{12}, H_{11}, H'_{11}? Das sind 11 verschiedene Zeichen! Ähnlich steht es mit F und f. Jentzsch.

G. W. Stewart und R. B. Lindsay, Akustik. Aus dem Englischen übersetzt von G. Schmidt. XV und 388 S. Mit zahlreichen Figuren. Berlin 1934. Heymanns Verlag. Geheftet RM 24.—.

Vorliegendes Buch der beiden amerikanischen Physiker ist eine Darstellung der theoretischen Akustik. Man kann sie in gewisser Hinsicht mit dem bekannten Werk von Crandall vergleichen. Beide behandeln in erster Linie theoretische Fragen, während aber das Buch von Crandall sich mehr allgemein mit schwingenden Systemen befaßt, ist das vorliegende rein akustischen Inhalts. Es ist daher für alle Akustiker, die sich auch mit der Theorie befassen wollen, und das ist in der heutigen Akustik beinahe unerläßlich, eine sehr brauchbare Hilfe. Die experimentellen Ergänzungen muß er sich dann anderswoher holen, obwohl natürlich das Prinzip aller akustischen Apparate ausführlich erörtert wird.

Was die Einteilung des Stoffes betrifft, so werden nach der allgemeinen Theorie Schallausbreitung, verschiedene Medien, Rohre und akustische Impedanzen besprochen. Sodann folgt ein schöner Abschnitt über Filter, ein Spezialgebiet der Autoren, akustische Meßinstrumente und physiologische Akustik. Der folgende Abschnitt über Unterwasserschalltechnik ist besonders wertvoll. Raumakustik und ein interessanter Abschnitt über atmosphärische Akustik beschließen das Buch.

Hinter den einzelnen Abschnitten sind Aufgaben, ähnlich wie im Crandall, jedoch, wie dort, ohne Lösungen. Referent findet das unpraktisch, da der Leser, zumal der Beginner, nie weiß, ob er richtig oder grundfalsch gerechnet hat.

Die Übersetzung ist durchaus flüssig. Eines wäre nur zu erwähnen. Da das Original 1930 geschrieben ist und die Akustik ständig gewaltige Fortschritte macht, so hätte man erwartet, daß der Übersetzer zwar nicht Änderungen — denn das ist nicht notwendig —, aber einzelne Ergänzungen und Hinweise auf neuere Entwicklungen hätte vornehmen können. Abgesehen davon ist aber das Buch infolge seines allgemein gehaltenen Charakters vollständig auf der Höhe. A. Gemant.

R. C. Tolman, Relativity, Thermodynamics and Cosmology. Gr.-8°. XV und 497 S. Mit 13 Figuren. Oxford, Clarendon Press 1934. Geb. 30 Sh.

Das Buch will einerseits keine ausführliche Begründung und Apologie, andererseits keine modernen Weiterführungen der Relativitätstheorie (sogenannte einheitliche Feldtheorien) geben. Es beschränkt sich vielmehr darauf, die bis zum Jahre 1917 hauptsächlich von Einstein entwickelten Prinzipien auf die verschiedenen Gebiete makroskopischer Physik anzuwenden. Sein Inhalt geht in zwei wesentlichen Punkten über frühere Monographien hinaus: erstens wird die relativistische (besser: invariante) Thermodynamik sehr ausführlich behandelt, an deren Ausbildung der Verfasser stark beteiligt ist; zweitens werden die seit dem Jahre 1930 stark in den Vordergrund getretenen Anwendungen der allgemeinen Relativitätstheorie auf kosmologische Fragen dargestellt im Zusammenhang mit der Entdeckung der Korrelation zwischen Entfernung und Radialgeschwindigkeit der Spiralnebel. Die übrigen Teile des Buches, die der invarianten Mechanik und Elektrodynamik gewidmet sind, unterscheiden sich inhaltlich nicht sehr von anderen Darstellungen. Hervorzuheben ist nur die für die Behandlung der Thermodynamik notwendige Breite bei der Erörterung der Mechanik der Kontinua. Die experimentellen Ansatzpunkte der speziellen Relativitätstheorie werden leider nur sehr kurz besprochen. Rein geometrische Fragen der Riemannschen Geometrie werden kaum behandelt, nur die notwendigen Resultate werden mitgeteilt.

Das für die Thermodynamik wesentlichste Ergebnis der Relativitätstheorie ist die Erkenntnis der Äquivalenz von Energie und Masse. Die Lorentz-invariante und allgemein-invariante Thermodynamik wird noch lange einen verhältnismäßig abstrakten Charakter behalten, da beide nur schwer in Beziehung zum Experiment gebracht werden können. Immerhin werden Umfang und Geltungsbereich der Sätze der klassischen Thermodynamik scharf sichtbar beim Versuche, sie in invariante Form zu bringen. Die Übertragung der beiden Hauptsätze zeigt dann, daß wesentliche neue Aussagen gewonnen werden können: z. B. hat in statischen Gravitationsfeldern ein im thermodynamischen Gleichgewicht befindliches Gas eine von Ort zu Ort sich mit dem Gravitationspotential ändernde Eigentemperatur; in nichtstatischen Feldern können endliche Zustandsänderungen in endlicher Zeit bei konstanter Entropie erfolgen u. a. m. Über den physikalischen Sinn solcher Sätze mag man in Tolmans Arbeiten oder in seinem Buche Aufschluß suchen. Hier ist nicht der Platz zu ihrer Erörterung. Man sieht aber leicht ein, daß der Anwendungsbereich der Sätze erst in Gebieten kosmischer Größe liegen kann. Auch hier tragen sie noch — nach der Meinung des Referenten — stark formalen Charakter. Im Schlußkapitel des Buches, das den nicht statischen Modellen des Universums gewidmet ist, finden sie ein für den Verfasser dankbares Anwendungsgebiet. Übrigens wird hier für die meisten Leser eingehend genug das astronomische Beobachtungsmaterial diskutiert.

Bei einem Werke, das leicht der Gefahr erliegen kann, im Formalen steckenzubleiben, wollen wir betonen, daß überall besonderer Wert gelegt wird auf die physikalische Interpretation formaler Ergebnisse. Das klar und sorgfältig geschriebene Buch

hält ein mittleres Niveau ein, seine mathematischen Deduktionen werden kaum jemals zum Selbstzweck. Natürlich spiegelt es im ganzen die Neigungen und Vorlieben des Verfassers wider. Dabei kommen dann z. B. die Fragen der Periheldrehung, Lichtablenkung und Rotverschiebung der Spektrallinien im Schwerefeld der Sonne in der Darstellung der empirischen Seite (um die es doch eigentlich geht) erheblich zu kurz. Allerdings — wollte man dabei ausführlicher und kritisch vorgehen, so würde der Umfang des Werkes so sehr zunehmen, daß andere Partien, um es genießbar bleiben zu lassen, stark beschnitten werden müßten. Im jetzigen Zustande kann das Buch für sein Gebiet als nützliches Nachschlagewerk dienen. Ein sehr ausführliches Inhaltsverzeichnis, Sach- und Namenregister erleichtern seine Benutzung. Die Ausstattung ist ausgezeichnet. Heckmann.

F. Trendelenburg, Fortschritte der physikalischen und technischen Akustik. Kl.-8°. 209 S. Mit 102 Figuren. 2. Aufl. Leipzig 1934. Akademische Verlagsgesellschaft. Kartoniert RM 6.60.

Die Monographie Trendelenburgs liegt nunmehr in der zweiten Auflage vor (erste Auflage referiert Physik. Zeitschr. **33**, 551, 1932). Bei dieser Gelegenheit sei allgemein bemerkt, daß Sonderausgaben dieser Art von zusammenfassenden Berichten weit praktischer sind, als wenn, wie das vielfach geschieht, Monographien über die heterogensten Gebiete in einem Band herausgegeben werden. Die Anschaffung solcher Sonderabdrucke ist für den einzelnen viel leichter als die eines dicken Bandes, wovon er meist nur einen Bruchteil benötigt. Die Aufgabe der Zusammenfassung ist im vorliegenden Falle auch sonst sehr gut bewältigt. Zwei Drittel des Bandes enthalten die Literatur bis 1930, aufgeteilt in die Abschnitte: Meßmethoden, Schallempfänger und -sender, Gehör und Sprache, Raum- und Bauakustik, Schallaufzeichnung, Tonfilm. Das letzte Drittel enthält in Form eines Nachtrages die Literatur der letzten Jahre; die Einteilung des Stoffes ist dem ersten Teil ähnlich, mit einem zusätzlichen Abschnitt über Lärm- und Lärmminderung. Die Darstellung ist lebhaft, nicht im geringsten zusammenfassend-langweilig. Da es für den Akustiker geschrieben ist, wird auf Einzelheiten nicht eingegangen, trotzdem sind auch dem Leser unbekannte Untersuchungen und Betrachtungen verständlich dargestellt. A. Gemant.

E. Zimmer, Umsturz im Weltbild der Physik. 264 S. Mit 58 Abbildungen. München 1934. Knorr u. Hirth. Geh. RM 4.50, geb. RM 5.70.

Der Verfasser dieser populären Darstellung der modernen Atomphysik hat sich schon durch die Anlage und die Grundhaltung seines Buches zwei wichtige Verdienste erworben. Das erste Verdienst liegt darin, daß er sich nirgends in überflüssigen Einzelheiten oder der in Büchern dieser Art so gefährlich naheliegenden Effekthascherei mit ungewohnten Vorstellungen und geistreichen Vergleichen verliert, sondern alles an der einen grundlegenden Frage orientiert, die allein eine solche populäre Darstellung rechtfertigen kann: warum gehen uns diese abstrakten Gedankengebilde eigentlich menschlich oder weltanschaulich etwas an? Und sein zweites Verdienst ist, daß er nicht mit doch unzureichenden systematischen Mitteln eine allgemeine Antwort auf diese Frage herzuleiten sucht, sondern sich bescheidet, gleichsam den Entwicklungsroman der Quantenphysik zu schreiben und den Leser so Schritt für Schritt mit den Lebensgesetzen dieses jungen Organismus vertraut zu machen, deren Kenntnis vor aller philosophischen Auswertung unentbehrlich ist.

Nach einer Einleitung, die sich mit dem durch Goethe am vollkommensten verkörperten, nicht exakt-wissenschaftlichen Verhalten zur Naturerkenntnis auseinandersetzt, entwickeln acht Kapitel den Gang der Quantentheorie, von der klassischen Theorie der Materie und des Lichts über die fundamentalen Annahmen von Planck und Einstein und über das Bohrsche Atommodell zur Wellenmechanik und zur Unbestimmtheitsrelation. Ein Kapitel über Naturphilosophie bildet den Schluß. Dabei bewährt sich an vielen Stellen die glückliche Darstellungsgabe des Verfassers, der die notwendige Breite im einzelnen mit einer ebenso wichtigen Selbstbeschränkung im großen zu verbinden weiß. Freilich zeigt sich in den mehr erkenntnistheoretischen Partien und vor allem im Schlußkapitel ein gewisses Versagen gegenüber der — für einen Außenstehenden heute allerdings auch noch fast unlösbaren — Aufgabe, die ebensowenig „positivistische" wie „realistische" philosophische Haltung der neuen Physik vollständig zu erfassen und auszusprechen. Und ob man dem Leser über ein solches Vakuum durch Zitate aus antiken Philosophen und modernen Dichtern hinweghelfen soll, wird eine Geschmacksfrage bleiben. Wenn das Buch daher auch vielleicht noch nicht die beste Popularisierung der modernen Physik ist, die geschrieben werden könnte, so ist es doch gewiß die beste, die bis jetzt geschrieben worden ist; der Physiker, der es einem interessierten Laien empfiehlt, kann gewiß sein, dem Verständnis seiner Wissenschaft in weiteren Kreisen damit einen guten Dienst getan zu haben.

C. F. v. Weizsäcker.

Nachrichten.

90 Jahre Physikalische Gesellschaft zu Berlin. Anläßlich des 90-jährigen Bestehens der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin fand am 25. Januar im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität eine Festsitzung statt.

Ferienkurs in Spektroskopie, Interferometrie, Nephelometrie und Refraktometrie in Jena vom 14.—20. März 1935. Anmeldungen bis spätestens 10. März an Herrn A. Kramer, Jena, Wilhelm-Frick-Str. 72.

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Max Widemann für technische Röntgenkunde.

Ernannt: Der Privatdozent für Physik an der Universität Erlangen Dr. Karl Kohl zum a. o. Professor, der Privatdozent für Physik an der Universität Königsberg Dr. Herbert A. Stuart zum a. o. Professor ebenda

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Chemie an der Universität von Manchester Dr. Arthur Lapworth.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Wien Hofrat Dr. Gustav Ritter v. Escherich.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
DA.: 1500. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.